

NNT : 2017SACLS157

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE AU COMMISSARIAT À L'ÉNERGIE ATOMIQUE ET
AUX ÉNERGIES ALTERNATIVES

École doctorale n°576

Particules, Hadrons, Énergie, Noyau, Instrumentation, Imagerie, Cosmos et
Simulation (PHENIICS)

Spécialité de doctorat : astroparticules et cosmologie

par

HÉLION DU MAS DES BOURBOUX

Mesure de l'échelle des oscillations acoustiques de baryons dans la fonction de
corrélation des forêts Lyman- α avec la distribution des quasars observés dans le
relevé SDSS

Thèse présentée et soutenue au CEA de l'Orme des Merisiers, le vendredi 8 septembre 2017.

Composition du jury :

Pr	Réza Ansari,	Université Paris-Sud,	Président
M.	Pierre E. Antilogus,	UPMC,	Rapporteur
Pr	Jordi M. Escudé,	Université de Barcelone,	Rapporteur
M.	Nicolás G. Busca,	Université Paris-Diderot,	Examineur
Pr	Jean-Paul R. Kneib,	EPFL,	Examineur
M.	Christophe Yèche,	CEA-Saclay (IRFU, DPhP),	Directeur de thèse

Table des matières

Page de garde	1
Table des matières	3
Choix d'écriture	9
Abréviations	11
Constantes	13
1 L'Univers : de sa géométrie à ses constituants	15
1.1 Le modèle standard de la cosmologie	16
1.1.1 Qu'est-ce que la cosmologie?	16
1.1.2 Le principe cosmologique et la géométrie de l'Univers	17
1.1.2.1 La métrique	17
1.1.2.2 Le principe cosmologique	19
1.1.2.3 Le décalage vers le rouge	21
1.1.3 La relativité générale et les constituants de l'Univers	21
1.1.3.1 La relativité générale	21
1.1.3.2 Équations de Friedmann	22
1.1.3.3 L'énergie sombre	23
1.1.3.4 La matière sombre	23
1.1.3.5 La matière ordinaire	24
1.1.3.6 Les neutrinos	24
1.1.3.7 Les photons	25
1.1.3.8 Trois grandes ères de l'histoire de l'Univers	25
1.1.4 Λ CDM : un modèle à six paramètres	26
1.2 Spectre de puissance de la matière	28
1.2.1 Le son comme analogie	28
1.2.2 Le spectre de puissance de la matière	29
1.2.3 La fonction de corrélation de la matière	31
1.2.4 L'évolution avec le redshift	32
1.2.5 Le biais b	34
1.2.6 Le beta β	35
1.3 Les oscillations acoustiques de baryons	38
1.3.1 Un pavé dans la mare	38

1.3.2	Oscillations de baryons	38
1.3.3	Échelle acoustique	41
1.3.4	Distances mises en jeux	42
1.3.5	Mesure des distances relatives	43
1.4	Traceurs des fluctuations de matière	45
1.4.1	Les quasars	45
1.4.1.1	Définition	45
1.4.1.2	Spectre	46
1.4.1.3	Traceur de la matière	49
1.4.1.4	Biais des quasars	50
1.4.1.5	Beta des quasars	51
1.4.2	Les forêts Lyman- α	53
1.4.2.1	Définition	53
1.4.2.2	Traceur de la matière	56
1.4.2.3	Biais et beta des Ly α	59
1.5	Métaux dans le milieu intergalactique	61
1.5.1	Nuisance pour les forêts Lyman- α	62
1.5.2	Traceur de la matière	65
2	L'expérience BOSS de SDSS-III	67
2.1	SDSS : Sloan Digital Sky Survey	68
2.1.1	SDSS-I et SDSS-II	68
2.1.2	SDSS-III	68
2.1.2.1	SEGUE-2	69
2.1.2.2	APOGEE	69
2.1.2.3	MARVELS	69
2.2	Objectifs de BOSS	70
2.3	Stratégie d'observation	71
2.3.1	Phase photométrique	71
2.3.2	Phase spectroscopique	72
2.3.2.1	Sélection des objets cibles	72
2.3.2.2	« Pavage » du ciel	72
2.3.2.3	Préparation des plaques et observations	73
2.4	Caractéristiques techniques de BOSS	75
2.4.1	Le télescope	75
2.4.1.1	Les miroirs primaire et secondaire	76
2.4.1.2	Les correcteurs	77
2.4.2	La caméra	77
2.4.3	Les spectrographes	79
2.4.3.1	Les cartouches	79
2.4.3.2	Fibres optiques	80
2.4.3.3	Le système optique et les CCDs	81
2.4.3.4	Performances Optiques	82
2.5	Réduction des données	85
2.5.1	Réduction automatique des données	85
2.5.2	Inspection visuelle	86

3	Les données : définition des quasars, des forêts et du champ d'absorption	87
3.1	Catalogues	88
3.1.1	Les quasars	88
3.1.2	Les forêts Lyman- α	89
3.2	Définition du champ d'absorption	94
3.2.1	Extraction des données des spectres individuels	95
3.2.2	Prise en compte des DLA	97
3.2.3	Définition du champ de fluctuation de flux	97
3.2.3.1	Définition	98
3.2.3.2	Calcul	99
3.2.4	Projection des fluctuations du flux	101
3.2.4.1	Erreur de l'ajustement du continu	102
3.2.4.2	Définition des vecteurs	104
3.2.4.3	Définition du projecteur	104
3.2.4.4	Projection du champ de fluctuation δ	105
3.2.5	Soustraction de la moyenne en bin de longueur d'onde observée	106
3.3	Distance des objets	108
4	Fonctions de corrélation : calcul et résultats	111
4.1	$\xi^{ff,1D}$: corrélation entre pixels d'une même forêt	112
4.1.1	Calcul	112
4.1.2	Fonction de corrélation	113
4.1.3	Identification des raies d'absorption	115
4.1.4	Évolution avec le redshift	117
4.2	ξ^{qf} : corrélation entre un pixel d'une forêt et la position d'un quasar	120
4.2.1	Calcul	120
4.2.2	Fonction de corrélation	124
4.2.3	Coordonnées de la mesure	124
4.2.4	Coordonnées pour les métaux	128
4.2.5	Matrice de covariance	129
4.2.5.1	Les sous-échantillons	129
4.2.5.2	Le mélange des positions des forêts sur la voûte céleste	130
4.2.5.3	Les simulations	131
4.2.5.4	La décomposition en diagrammes	132
4.2.5.5	Bilan	135
4.2.6	Matrice de distorsion	138
4.2.6.1	Calcul de la matrice	138
4.2.6.2	Résultats	140
4.3	ξ^{ff} : corrélation entre pixels de différentes forêts	142
4.3.1	Calcul	142
4.3.2	Fonction de corrélation	143
5	Mesure de l'échelle des oscillations acoustiques de baryons	145
5.1	Modèle théorique	146
5.1.1	Définition du χ^2	146
5.1.2	Fonction de broadband	147
5.1.3	Effet de la proximité du quasar	148

5.1.4	Différents traceurs	149
5.1.5	Corrélation Ly α - quasar	150
5.1.6	Facteur de Kaiser	150
5.1.7	Effet du binning	152
5.1.8	Vitesse non linéaire des quasars	152
5.1.9	Effet non linéaire sur le Ly α	152
5.1.10	Spectre de puissance de la matière	153
5.1.11	Corrélation métal - quasar	153
5.1.12	Erreur systématique sur le redshift	154
5.1.13	Résumé des paramètres	154
5.2	Ajustement de ξ^{qf}	156
5.2.1	Paramètres	156
5.2.2	Comparaison entre le modèle et les données	158
5.2.3	Mesure de l'échelle BAO	161
5.2.4	Significane du pic BAO	162
5.2.5	Tests sur les différents paramètres de l'ajustement	164
5.2.6	Fractionnement des données	166
5.3	Ajustement combiné de ξ^{qf} et de ξ^{ff}	168
5.3.1	Paramètres	168
5.3.2	L'échelle BAO	168
5.3.3	Significane du pic BAO	169
5.3.4	Tests sur les différents paramètres de l'ajustement	170
6	Simulation	173
6.1	Construction	174
6.1.1	Principe	174
6.1.2	Bilan	178
6.2	Tests des différents résultats	179
6.2.1	Champ de transmission δ_i	179
6.2.2	Corrélation entre pixels d'une même forêt	180
6.2.3	Coordonnées de la mesure	182
6.2.4	Matrice de covariance	183
6.2.5	Ajustements	186
6.2.5.1	Matrice de distorsion	187
6.2.5.2	Prise en compte des métaux	187
6.2.5.3	Résultats des paramètres BAO	189
7	Interprétation des résultats	191
7.1	Paramètres BAO	192
7.1.1	Paramètres cosmologiques de Λ CDM	193
7.1.2	Paramètres cosmologiques de $\text{o}\Lambda$ CDM	195
7.2	Autres paramètres	197
7.2.1	Vitesse des raies d'émission du quasar	197
7.2.2	Biais des quasars	199
7.2.3	Taux de croissance des structures	202
	Conclusion	205

A	Listes des raies d'émission et d'absorption	207
A.1	Raies du ciel	207
A.2	Raies d'émission des spectres de quasars	207
A.3	Raies d'absorption des spectres de quasars	207
B	Définition des forêts	211
B.1	Définition des différentes forêts	211
C	Calculs et résultats	215
C.1	Nombre de paramètres dans l'ajustement du continu du quasar	215
C.2	Intégrale de la fonction de corrélation $\xi^{ff,1D}$	216
C.3	Réduction des paramètres BAO	217
D	Filiation doctorale	219
	Bibliographie	221
	Quatrième de couverture	228

Choix d'écriture

Dans ce manuscrit, nous avons fait plusieurs choix d'écriture par rapport à la langue française :

- Bien que ce document soit en français, nous avons fait le choix d'écrire toutes les abréviations en anglais afin que les lecteurs avertis puissent aisément se repérer. À chaque première utilisation d'une abréviation, celle-ci est bien sûr expliquée puis la traduction anglaise est donnée en italique dans la parenthèse qui suit. Toutes ces abréviations sont données dans le tableau 2 du chapitre 1 en page 11.
- Les graphiques de ce manuscrit sont également donnés en anglais.
- Tous les nombres dans ce manuscrit sont rédigés à l'anglaise. C'est-à-dire qu'un point a valeur de virgule et qu'une virgule a valeur d'espace insécable. Exemple : 10,000 donne dix mille et 10.1 donne dix virgule un.
- Certains mots sont utilisés en anglais car leur traduction française est soit trop longue, soit peu usuelle. Le tableau suivant en donne la liste et la traduction.

Français	Anglais
Fonction lisse	Broadband function
classe, conteneur	bin
décalage vers le rouge	redshift
décalage vers le bleu	blueshift
groupement des données par classe	binning

TABLE 1 Traduction des mots anglais utilisés dans ce manuscrit.

Abréviations

Abréviations	Signification en français	Signification en anglais
a	Absorbeur	Absorber
a.u.	Unité arbitraire	Arbitrary Unit
AGN	Noyau actif de galaxie	Active Galactic Nucleus
BAL	Large raie d'absorption	Broad Absorption Line
BAO	Oscillations acoustiques de baryons	Baryonic Acoustic Oscillations
(e)BOSS	Relevé (étendu) spectroscopique des oscillations de baryons	(extended) Baryon Oscillation Spectroscopic Survey
CCD	Dispositif à transfert de charges	Charge Coupled Device
CIV	Carbone-IV	Carbon-IV
CMB	Fond diffus cosmologique	Cosmic Microwave Background
D	Donnée	Data
DE ou Λ	Énergie sombre	Dark Energy
Dec	Déclinaison	Declination
DLA	Absorption Lyman- α lorentzienne	Damped Lyman- α Absorption systems
(C)DM	Matière sombre (froide)	(Cold) Dark Matter
DR	Diffusion de données	Data Release
FWHM	Largeur à mi-hauteur	Full Width at Half Maximum
GPS	Système mondial de positionnement	Global Positioning System
GR	Relativité générale	General Relativity
HCD	Système à haute densité colonne	High Column Density System
IGM	Milieu intergalactique	Intergalactic Medium
LLS	Système de Lyman à la limite	Lyman-Limit System
LOS	Ligne de visée	Line-of-sight

LSS	Structure à grande échelle	Large Scale Structure
Ly α	Lyman- α	Lyman- α
Ly β	Lyman- β	Lyman- β
MgII	Magnésium-II	Magnesium-II
MJD	Jour julien modifié	Modified Julian Date
NGC	Hémisphère nord de la galaxie	North Galactic Cap
PDG	Collaboration pour les données des particules	Particle Data Group
PSF	Fonction d'étalement du point	Point Spread Function
QSO	Quasar, source de rayonnement quasi-stellaire	Quasar, quasi-stellar radiosource
R	Aléatoire	Random
RA	Ascension droite	Right Ascension
RF	Référentiel propre	Rest Frame
RSD	Distorsion dans l'espace des redshifts	Redshift Space Distortion
SDSS	« Relevé digital du ciel, financé par Mr. Sloan »	Sloan Digital Sky Survey
SGC	Hémisphère sud de la galaxie	South Galactic Cap
SiIV	Silicium-IV	Silicon-IV
SNR	Rapport signal sur bruit	Signal to Noise Ratio
t	Traceur	Tracer
UV	Ultraviolet	Ultraviolet

TABLE 2 Liste des abréviations anglaises utilisées dans ce manuscrit. La signification des abréviations est donnée en français puis en anglais.

Constantes

Signification	Constante	Valeur
Constantes physiques		
Vitesse de la lumière dans le vide	c	$\equiv 2.997\,924\,58 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Constante universelle de gravitation	G	$6.673\,84(80) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$
Constante de Planck	h	$4.135\,667\,662(25) \times 10^{-15} \text{ eV s}$
Constante de Boltzmann	k_b	$8.617\,332\,4(78) \times 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$
Masse de l'électron	m_e	$0.510\,998\,928(11) \text{ MeV c}^{-2}$
Masse du proton	m_p	$938.272\,046(21) \text{ MeV c}^{-2}$
Constante de Rhydberg	R_H	13.6 eV
Constantes et paramètres cosmologiques		
Amplitude des fluctuations de courbure	$\ln(10^{10} A_s)$	3.089 ± 0.036
Paramètre de Hubble réduit	h	0.6731 ± 0.0096
Indice scalaire spectral	n_s	0.9655 ± 0.0062
Nombre de neutrino	N_ν	3
Parallaxe-seconde (parsec)	pc	$\approx 3.086 \times 10^{16} \text{ m}$
Taille de l'horizon acoustique	r_d	$99.17 h^{-1} \text{ Mpc}$
Âge de l'univers	t_o	$13.813 \pm 0.038 \times 10^9 \text{ years}$
Amplitude des fluctuations à $8 (h^{-1} \text{ Mpc})^{-1}$	σ_8	0.829 ± 0.014
Profondeur optique de réionisation	τ	0.078 ± 0.019
Densité de baryon	$\Omega_b h^2$	0.02222 ± 0.00023
Densité de matière sombre	$\Omega_c h^2$	0.1197 ± 0.0022
Densité de matière	$\Omega_m h^2$	0.1426 ± 0.0020
Densité de matière	Ω_m	0.315 ± 0.013
Densité d'énergie sombre	Ω_Λ	0.685 ± 0.013

TABLE 4 Constantes utilisées dans ce manuscrit. Les constantes cosmologiques proviennent du tableau 4 pour le spectre du CMB TT+lowP, donné dans Planck Collaboration et al. [1].

Chapitre 1

L'Univers : de sa géométrie à ses constituants

« Mais dites-moi, vous, noble Goethe, n'y avait-il plus de voix consolatrice dans le murmure religieux de vos vieilles forêts d'Allemagne? Vous pour qui la belle poésie était la sœur de la science, ne pouvaient-elles à elles deux trouver dans l'immortelle nature une plante salutaire pour le cœur de leur favori? Vous qui étiez un panthéiste, un poète antique de la Grèce, un amant des formes sacrées, ne pouviez-vous mettre un peu de miel dans ces beaux vases que vous saviez faire, vous qui n'aviez qu'à sourire et à laisser les abeilles vous venir sur les lèvres? Et toi, et toi, Byron, n'avais-tu pas près de Ravenne, sous tes orangers d'Italie, sous ton beau ciel vénitien, près de ta chère Adriatique, n'avais-tu pas ta bien-aimée? Ô Dieu! moi qui te parle, et qui ne suis qu'un faible enfant, j'ai connu peut-être des maux que tu n'as pas soufferts, et cependant je crois encore à l'espérance, et cependant je bénis Dieu. »

La Confession d'un enfant du siècle

1836

Alfred de Musset

1.1 Le modèle standard de la cosmologie

1.1.1 Qu'est-ce que la cosmologie ?

« Qu'est-ce que la cosmologie ? », voilà la question des soirées mondaines où le cosmologiste fait souvent tâche mais aussi office de nouveauté. En voici une réponse. La cosmologie a pour racine grecque *kosmos* : « Univers », « cosmos » et *-logia*, « l'étude de ». Cette discipline est ainsi l'étude de l'origine, de l'évolution, et du futur de l'Univers. Elle est aussi l'étude de ses constituants et de leurs interactions. Enfin, c'est surtout l'étude des lois physiques qui le gouvernent.

Quel est le rôle de l'astrophysique dans cette discipline ? La relation qui lie la cosmologie à l'astrophysique est assez simple. C'est la même relation qui lie l'anthropologie et l'ethnologie. Alors que l'anthropologie a pour objet d'étude les hommes, l'ethnologie a pour objet d'étude les peuples. Ainsi, pour la première l'homme est un but et un tout, alors que pour la seconde c'est un moyen et un élément du tout. Ainsi, l'astrophysique, comme son nom l'indique, est l'étude de la nature des astres : astéroïdes, planètes, étoiles, galaxies... La cosmologie, en revanche, est l'étude de l'Univers, qui est constitué d'astres mais aussi d'autres éléments.

La cosmologie possède des liens forts avec d'autres disciplines de la physique. Les plus étroits sont avec l'astrophysique bien entendu. La relation est bilatérale : la cosmologie permet par exemple, de décrire le milieu dans lequel les galaxies vont pouvoir apparaître et se développer, leur nombre, leur densité... L'astrophysique, quant à elle, va pouvoir par exemple étudier et standardiser des sources de lumière permettant d'éclairer l'Univers. Ainsi, le cas des supernovæ de type Ia est un bel exemple du passage de l'astronomie, à l'astrophysique et à la cosmologie.

La cosmologie possède aussi un lien très étroit avec la physique des particules. Ce lien est plutôt à sens unique, mais la situation semble changer. La physique des particules permet d'étudier dans les accélérateurs, les forces mises en jeu aux premiers instants de l'Univers. De plus, depuis quelques dizaines d'années, il est certain que la matière sombre ou matière noire (*dark matter*) est nécessaire au modèle cosmologique. C'est de la physique des particules que les cosmologistes attendent une réponse, même si celle-ci se fait attendre. La situation est cependant moins nette que cela. Le nombre d'espèces de neutrino a été en premier mesuré par des cosmologistes et leur masse le sera peut-être également.

Bien sûr, la cosmologie a des liens très étroits avec la relativité générale. Celle-ci constitue un des fondements du modèle que nous utiliserons. De plus, notre discipline permet de tester cette théorie à des échelles littéralement cosmologiques.

L'étude physique de la cosmologie n'a plus autant de lien avec la philosophie et la théologie qu'elle n'en avait jusqu'à la fin du XIX^e siècle. La recherche est aux données, à beaucoup de données, à énormément de données : à des immenses relevés de galaxies et de quasars comme le SDSS, à des fermes d'ordinateurs dédiés aux simulations... Nous sommes dans l'ère de la cosmologie de haute précision. Le temps est beaucoup moins aux belles idées déclamées dans l'agora, écrites à la plume d'oie sur des parchemins ou bien tracées à la craie blanche sur des tableaux noirs. Peut-être, et même sûrement, que cette ère reviendra à l'heure où la matière sombre semble refuser de se dévoiler à nos expériences et où l'énergie sombre reste toujours aussi mystérieuse.

La philosophie reste, du moins, une des sources les plus importantes des grands principes fondamentaux des disciplines physiques et mathématiques. Ainsi, une grande partie du modèle standard de la cosmologie est fondée sur le principe cosmologique.

1.1.2 Le principe cosmologique et la géométrie de l'Univers

1.1.2.1 La métrique

Une des premières attitudes du physicien est de mesurer le système qu'il veut étudier. Pour la cosmologie il est important de rappeler ce qu'est une distance et ce qu'est une mesure. Pour cela nous allons décrire la notion de métrique.

La figure 1.1 donne un exemple de deux triangles définis dans deux métriques différentes : une surface plane et une surface sphérique. Ces deux systèmes sont utilisés couramment : à gauche, le plan est utilisé par exemple dans le bâtiment, à droite, la sphère est utilisée par exemple pour le GPS (*Global Positioning System*).

La métrique est tout à fait usuelle en coordonnée cartésienne : la longueur du déplacement entre deux points dans un tel système de coordonnée est donnée par la racine de la somme des carrés des différences des coordonnées. C'est le théorème de Pythagore. Ainsi, dans un espace à trois dimensions d'espace :

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 = \sum_{i \in \{1,2,3\}} dx_i^2, \quad (1.1)$$

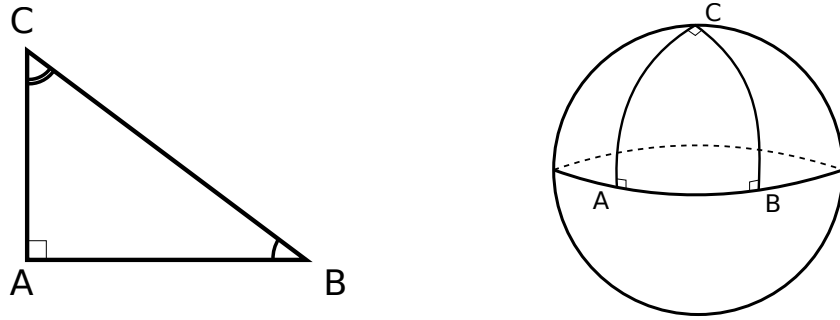


FIGURE 1.1 Exemple de triangles définis dans deux métriques différentes. À gauche : triangle rectangle sur une surface plane, la somme des angles est de 180° . À droite : triangle trirectangle sur une surface sphérique, la somme des angles est de 270° .

où ds^2 donne le carré de la longueur d'un petit déplacement. Il est possible de noter différemment cette équation :

$$ds^2 = \sum_{i,j \in \{1,2,3\}} \eta_{ij} dx^i dx^j = \eta_{ij} dx^i dx^j, \quad (1.2)$$

où la somme est implicite et où η_{ij} est la matrice diagonale suivante :

$$\eta_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

Afin d'écrire la valeur du déplacement infinitésimal ds^2 pour toutes les métriques, nous allons remplacer la matrice spéciale η par la matrice générale g . Nous allons aussi remplacer les indices latins i et j , par des indices grecs μ et ν . En effet, en relativité générale (GR : *General Relativity*), la coordonnée de temps est associée aux trois coordonnées d'espace pour former les coordonnées d'espace-temps. Ainsi, les indices ne seront plus compris dans $\{1, 2, 3\}$ mais dans $\{0, 1, 2, 3\}$: l'indice 0 donnant la coordonnée temporelle et les indices 1, 2, 3 les coordonnées spatiales. Nous obtenons alors l'expression suivante :

$$ds^2 = \sum_{\mu, \nu} g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (1.4)$$

où $g_{\mu\nu}$ est une matrice symétrique dont les 10 termes indépendants sont des fonctions des coordonnées d'espace-temps.

1.1.2.2 Le principe cosmologique

Il convient maintenant de pouvoir donner l'expression des 10 termes indépendants de $g_{\mu\nu}$ pour l'Univers. Pour ce faire, nous allons faire appel au principe cosmologique.

Principe 1. L'Univers est homogène et isotrope à grande échelle.

Ce principe est une expression de la pensée philosophique disant que nous ne sommes pas spéciaux et qu'ainsi l'Univers est semblable, mais pas identique, partout et dans toutes les directions. Ce principe cosmologique est relié au principe copernicien. Il est important de noter que ces suppositions concernent l'évolution de l'Univers dans l'espace mais pas dans le temps. Ainsi, il est tout à fait possible de décrire un Univers semblable par des déplacements dans l'espace mais différents par des déplacements dans le temps. Par exemple, l'Univers en expansion accélérée est une possibilité.

Il est possible d'obtenir alors les conséquences mathématiques de ce principe sur l'équation 1.4, qui donne la métrique. Nous obtenons alors l'équation de la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker. Celle-ci, exprimée en coordonnée sphérique, se simplifie en :

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a^2(t) [d\chi^2 + S_k^2(\chi)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)] , \quad (1.5)$$

et nous avons :

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -c^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a^2(t) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a^2(t)S_k^2(\chi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a^2(t)S_k^2(\chi) \sin^2 \theta \end{pmatrix} . \quad (1.6)$$

Plusieurs notations sont à introduire dans ces deux équations. La constante k donne la courbure de l'Univers. Le cas $k = +1$ donne un Univers fermé, la somme des angles d'un triangle est supérieure à 180° , c'est la géométrie sphérique. Le cas $k = 0$ donne un Univers plat, la somme des angles d'un triangle est égale à 180° , c'est la géométrie euclidienne. Et enfin, le cas $k = -1$ donne un Univers ouvert, la somme des angles d'un triangle est inférieure à 180° , c'est la géométrie hyperbolique. La fonction $S_k(\chi)$ est donnée par :

$$S_k(\chi) = \begin{cases} R_0 \sin(\frac{\chi}{R_0}) & , k = 1 \\ \chi & , k = 0 \\ R_0 \sinh(\frac{\chi}{R_0}) & , k = -1 \end{cases} , \quad (1.7)$$

où $R_0 = R(t_0)$ est le rayon de courbure de l'Univers aujourd'hui pour les cas $k \in \{-1, +1\}$.

La figure 1.2 donne une représentation de ces trois géométries.

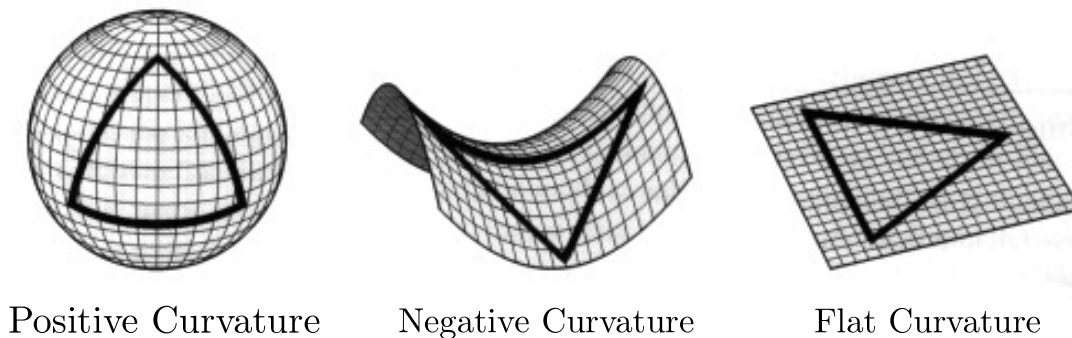


FIGURE 1.2 Les trois géométries possibles de l'Univers¹ : fermé ($k = +1$), ouvert ($k = -1$) et plat ($k = 0$).

Le facteur d'échelle $a(t)$ est une fonction du temps. Il donne l'évolution au cours du temps des distances dans l'Univers. Le temps aujourd'hui est donné par t_0 et par convention : $a(t_0) \equiv 1$. Dans le cas d'un Univers de courbure non nulle, le facteur d'échelle est relié au rayon de courbure de l'Univers :

$$a(t) = \frac{R(t)}{R(t_0)}. \quad (1.8)$$

Ainsi, à un temps arbitraire $t_1 < t_0$, si $a(t_1) > 1$, les distances dans l'Univers sont $a(t_1)$ fois plus grandes que maintenant, si $a(t_1) = 1$, les distances sont les mêmes que maintenant, enfin si $a(t_1) < 1$, les distances sont $a(t_1)$ fois plus petites que maintenant. De plus, le signe de la dérivée première du facteur d'échelle nous renseigne sur l'expansion de l'Univers : $\dot{a} > 0$: l'Univers est en expansion, $\dot{a} = 0$: l'Univers est statique, $\dot{a} < 0$: l'Univers est en contraction.

La coordonnée radiale χ est la distance comobile, c'est-à-dire la distance qui séparerait deux objets si nous la mesurerions maintenant. Ainsi, la distance physique entre deux objets à un instant t est donnée par :

$$d_{phys.}(t) = a(t)\chi. \quad (1.9)$$

Cette équation montre une décomposition temps-espace : le facteur d'échelle dépend seulement du temps alors que la coordonnée comobile ne dépend que de l'espace.

1. <http://abyss.uoregon.edu/~js/cosmo/lectures/lec15.html>

1.1.2.3 Le décalage vers le rouge

Le facteur d'échelle est relié au décalage spectral vers le rouge, redshift, ou redshift cosmologique, z :

$$1 + z(t) = \frac{1}{a(t)}. \quad (1.10)$$

Ce redshift est une grandeur mesurée et correspond au décalage observé entre la longueur d'onde du photon émis dans le référentiel au repos, $\lambda_{\text{R.F.}}$ (R.F. : *Rest Frame*), et la longueur d'onde du photon observé, $\lambda_{\text{Obs.}}$. Nous avons :

$$1 + z(t) = \frac{\lambda_{\text{Obs.}}}{\lambda_{\text{R.F.}}}. \quad (1.11)$$

1.1.3 La relativité générale et les constituants de l'Univers

1.1.3.1 La relativité générale

Dans la section précédente nous avons exprimé l'équation 1.9 qui donne la distance entre nous et un objet en fonction du facteur d'échelle. Ce facteur d'échelle donne l'évolution géométrique de l'Univers. Il convient maintenant de trouver son expression.

Le principe de la relativité générale (GR : *General Relativity*) est de lier la géométrie de l'espace-temps à la composition de l'espace. Ainsi, sans tenter ici de faire une explication complète de la GR, nous pouvons en donner l'équation fondamentale, dite d'Einstein :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}. \quad (1.12)$$

Du coté gauche de l'équation, nous trouvons les termes qui donnent la géométrie du système. En effet, nous reconnaissons le tenseur $g_{\mu\nu}$ défini plus tôt, le tenseur de Ricci $R_{\mu\nu}$ et le scalaire de Ricci R sont des fonctionnelle du champ de $g_{\mu\nu}$. Du côté droit, nous trouvons le terme lié à la distribution en énergie. En effet, $T_{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion qui donne la distribution en énergie. Λ est la constante cosmologique, donnant l'effet de l'énergie noire. G est simplement la constante universelle de gravitation.

1.1.3.2 Équations de Friedmann

Dans le cas d'un Univers homogène et isotrope, l'équation d'Einstein se réduit aux deux équations de Friedmann. Nous avons ainsi :

$$H^2(t) = \frac{8\pi G}{3} \left(\rho(t) + \frac{\Lambda}{8\pi G} \right) - \frac{k}{a^2(t)}, \quad (1.13)$$

et :

$$\frac{\ddot{a}(t)}{a(t)} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho(t) + 3p(t) + \frac{\Lambda}{4\pi G} \right). \quad (1.14)$$

Pour ces deux équations, $k \in \{-1, 0, +1\}$ donne la géométrie de l'espace et Λ est la constante cosmologique liée à l'effet de l'énergie noire. $H(t)$ est le paramètre de Hubble au temps t , défini par :

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}. \quad (1.15)$$

Enfin, $\rho(t)$ et $p(t)$ donnent respectivement la densité d'énergie et la pression. Pour la suite de ce manuscrit il est utile de donner la définition de l'équation d'état w reliant la densité d'énergie à la pression : $p = w\rho c^2$, où w peut dépendre du temps.

Si nous définissons $\rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G}$ et $p_\Lambda = -\frac{\Lambda}{8\pi G}$, nous pouvons réécrire ces deux équations et nous obtenons :

$$H^2(t) = \frac{8\pi G}{3} \rho_{tot}(t) - \frac{k}{a^2(t)}, \quad (1.16)$$

et :

$$\frac{\ddot{a}(t)}{a(t)} = -\frac{4\pi G}{3} (\rho_{tot}(t) + 3p_{tot}(t)), \quad (1.17)$$

où $\rho_{tot}(t)$ et $p_{tot}(t)$ donnent respectivement la densité d'énergie de tous les constituants de l'Univers : matière, radiation, énergie noire...

Nous pouvons définir la densité critique d'énergie ρ_c comme la densité d'énergie aujourd'hui d'un Univers plat, elle est alors donnée par l'équation 1.16 à $t = t_0$ et $k = 0$:

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}. \quad (1.18)$$

Cette définition donne ainsi la densité relative d'énergie :

$$\Omega_{tot}(t) = \frac{\rho_{tot}(t)}{\rho_c}. \quad (1.19)$$

Les deux équations de Friedmann s'expriment alors comme :

$$\left(\frac{H(t)}{H_0}\right)^2 = \Omega_{tot}(t) - \frac{k}{a^2(t)H_0^2}, \quad (1.20)$$

et

$$\frac{\ddot{a}(t)}{a(t)} = -\frac{H_0^2}{2} \left(\Omega_{tot}(t) + 3\frac{p_{tot}(t)}{\rho_c} \right), \quad (1.21)$$

Les deux équations de Friedmann sont ainsi deux équations différentielles reliant la densité, ρ_{tot} , et la pression, p_{tot} , des constituants de l'Univers à l'évolution de son facteur d'échelle $a(t)$. Ainsi, mesurer l'évolution de l'Univers permet de mieux comprendre de quoi il est constitué. C'est l'objectif de la mesure des oscillations acoustiques de baryons, au centre de ce manuscrit.

Dans les sections suivantes nous décrivons brièvement les différents constituants de l'Univers.

1.1.3.3 L'énergie sombre

En anglais *dark energy* (DE), l'énergie sombre, ou énergie noire, constitue environ 68% de l'énergie-matière dans l'Univers. Sa nature reste tout à fait inconnue. Elle a été introduite dans le modèle afin d'expliquer l'observation, en 1998 par Riess et al. [2] et par Perlmutter et al. [3], de l'accélération de l'expansion de l'Univers. Ce phénomène peut être compris de deux manières différentes. Soit comme une modification de l'expression de la relativité générale et c'est la constante cosmologique qui est alors notée Λ . Soit à l'opposé comme une composante du tenseur énergie-impulsion, c'est alors l'énergie sombre, sous forme de pression négative : son équation d'état est donnée par $w \approx -1$. Ces deux interprétations sont équivalentes quant aux conséquences mesurables, mais ne donnent que peu d'explications sur la nature de l'énergie sombre.

La densité d'énergie est donnée par :

$$\Omega_\Lambda(t) = \Omega_\Lambda(t = t_0) = \Omega_{\Lambda,0}. \quad (1.22)$$

La mesure de Planck 2015 donne $\Omega_{\Lambda,0} = 0.685 \pm 0.013$.

1.1.3.4 La matière sombre

En anglais *dark matter* (DM), la matière sombre ou matière noire, constitue environ 27% de l'énergie-matière dans l'Univers. Sa nature bien qu'inconnue est mieux comprise que celle de

l'énergie sombre. Néanmoins, contrairement à cette dernière, la matière sombre semble difficilement conciliable avec une modification de la relativité générale. Toutes les mesures convergent vers une matière, interagissant peu avec les autres particules et possédant une vitesse faible (i.e. non relativiste). Elle est alors dénommée CDM, pour *Cold Dark Matter*, matière sombre froide. Parmi les indices et les preuves de son existence, nous pouvons noter les courbes de rotation de galaxies, l'amas de la Balle (*Bullet Cluster*), le lentillage gravitationnel, le fond de rayonnement cosmique, (CMB : *Cosmic Microwave Background*) et les oscillations acoustiques de baryons (BAO : *Baryonic Acoustic Oscillations*).

La densité de matière noire est donnée par :

$$\Omega_c(t) = \Omega_{c,0}(1 + z(t))^3 = \Omega_{c,0}a^{-3}(t). \quad (1.23)$$

La mesure de Planck 2015 donne $\Omega_c(t = t_0) = \Omega_{c,0} = 0.2642 \pm 0.0090$.

1.1.3.5 La matière ordinaire

La matière ordinaire appelée aussi par abus de langage matière baryonique, constitue près de 5% de l'énergie-matière dans l'Univers. Elle est constituée majoritairement de gaz libre d'hydrogène et d'hélium : environ 4% de l'énergie-matière. Ce gaz n'est pas lumineux mais peut absorber la lumière. La part de la matière baryonique lumineuse, c'est-à-dire les étoiles et les quasars, s'élève à seulement 0.5% de l'énergie-matière dans l'Univers.

La densité de matière ordinaire est donnée par :

$$\Omega_b(t) = \Omega_{b,0}(1 + z(t))^3 = \Omega_{b,0}a^{-3}(t). \quad (1.24)$$

La mesure de Planck 2015 donne $\Omega_b(t = t_0) = \Omega_{b,0} = 0.04904 \pm 0.0015$. Ce qui donne une densité totale de matière de $\Omega_{m,0} = 0.315 \pm 0.013$.

1.1.3.6 Les neutrinos

Les neutrinos constituent environ 0.5% de l'énergie-matière dans l'Univers. Leur importance est actuellement négligeable mais ils ont eu un impact sur l'évolution des structures par leur vitesse et leur masse. Ainsi, il est fort possible que la première mesure de leur masse soit effectuée de manière indirecte par la cosmologie. Leur densité d'énergie est notée $\Omega_\nu(t)$.

1.1.3.7 Les photons

Les photons, c'est-à-dire la lumière, constituent un élément actuellement négligeable dans l'Univers d'aujourd'hui. En revanche, ce ne fut pas toujours le cas, et jusqu'à 400 mille ans après le Big Bang ils constituaient un des éléments le plus important. La source cosmologique de photons la plus importante pour la compréhension de l'Univers est le fond de rayonnement cosmique. Le CMB constitue la première image que nous ayons de l'Univers dans lequel nous sommes. Les photons se sont déplacés quasiment librement d'environ 400 milliers d'années après le Big Bang jusqu'à maintenant : 14 milliards d'années après.

La densité de photons est donnée par :

$$\Omega_r(t) = \Omega_{r,0}(1 + z(t))^4 = \Omega_{r,0}a^{-4}(t). \quad (1.25)$$

La mesure de Planck 2015 donne $\Omega_r(t = t_0) = \Omega_{r,0} \approx 9.7 \cdot 10^{-5}$.

1.1.3.8 Trois grandes ères de l'histoire de l'Univers

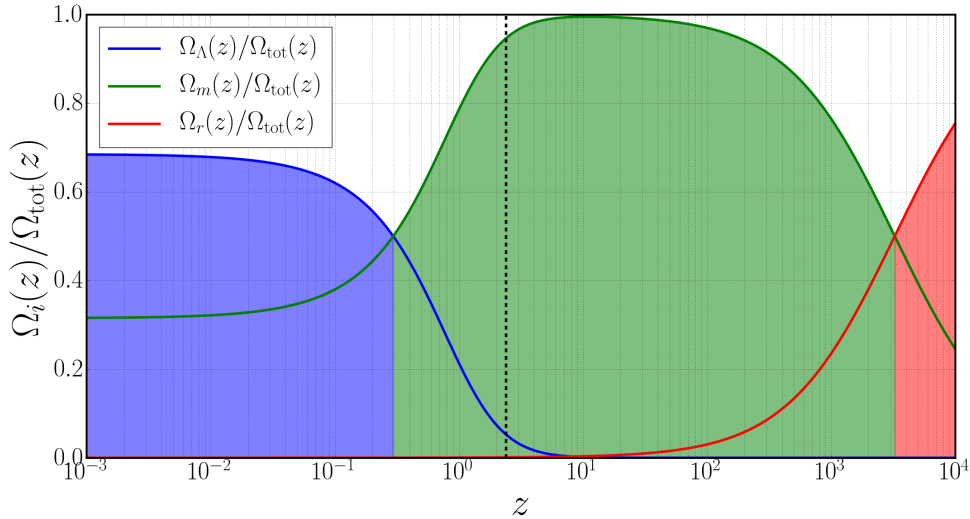


FIGURE 1.3 Évolution de la densité d'énergie du constituant i par rapport à la densité total d'énergie en fonction du redshift. Les courbes donnent l'énergie sombre en bleue, la matière en vert et la radiation en rouge. Les trois zones donnent les périodes de domination des différents constituants : de l'énergie sombre pour $z \in [0, 0.3]$, de la matière pour $z \in [0.3, 3250]$ et de la radiation pour $z > 3250$. La ligne noire tiretée indique le redshift de la mesure de ce manuscrit : $z = 2.4$.

L'évolution de l'univers est dictée notamment par l'évolution de la densité total d'énergie. En compilant les équations 1.22, 1.23, 1.24 et 1.25, nous obtenons que celle-ci est donnée par :

$$\Omega_{\text{tot}}(z) = \sum_i \Omega_i(z) = \Omega_\Lambda + \Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{r,0}(1+z)^4, \quad (1.26)$$

où i est un des constituants de l'énergie-matière, et où nous avons négligé les neutrinos. Cette équation montre que en fonction du redshift la densité total d'énergie est dominée par différents constituant. La figure 1.3 montre les différentes ères de dominations : énergie sombre, matière et radiation. La ligne noire tiretée indique le redshift de la mesure de ce manuscrit : $z = 2.4$. Cette mesure se situe dans l'ère de domination de la matière, qui est suivie de l'ère de domination de l'énergie sombre.

1.1.4 Λ CDM : un modèle à six paramètres

Le modèle standard de la cosmologie porte le nom de Λ CDM. Comme nous l'avons vu dans la section précédente, « Λ » représente l'énergie sombre, « CDM » représente la matière sombre froide. Ces deux composantes dominant le bilan énergie-matière dans l'Univers d'aujourd'hui.

Ce modèle est le plus simple et possède six paramètres. Nous allons dans cette section, décrire brièvement les paramètres indépendants. Plus de détails, sur ce modèle et ses extensions sont donnés sur la page de Wikipédia anglais correspondante² et dans la revue du *Particle Data Group* (PDG) rédigée par Lahav and Liddle [4].

Le tableau 1.2 donne la liste des six paramètres. Plusieurs jeux équivalents de paramètres sont utilisés dans la littérature, un seul est présenté ici.

Signification	Constante	Valeur
Amplitude des fluctuations de courbure	$\ln(10^{10} A_s)$	3.089 ± 0.036
Indice spectral scalaire	n_s	0.9655 ± 0.0062
Âge de l'Univers	t_o	$13.813 \pm 0.038 \times 10^9$ years
Profondeur optique de réionisation	τ	0.078 ± 0.019
Densité de baryon	$\Omega_b h^2$	0.02222 ± 0.00023
Densité de matière sombre	$\Omega_c h^2$	0.1197 ± 0.0022

TABLE 1.2 Liste des six paramètres du modèle Λ CDM. Les valeurs proviennent de Planck Collaboration et al. [1].

2. https://en.wikipedia.org/wiki/Lambda-CDM_model

Dans ce modèle minimal, la courbure de l'Univers est nulle, l'Univers est donc euclidien. La densité d'énergie sombre est alors donnée par celle de matière sombre et de matière baryonique. Le spectre des fluctuations primordiales de densités est donné par l'indice spectrale et l'amplitude des fluctuations. La profondeur optique de réionisation τ , ou profondeur optique jusqu'à la surface de dernière diffusion (*last scattering surface*) est le paramètre décrivant la probabilité de diffusion d'un photon du CMB sur les électrons du milieu intergalactique³.

Dans ce modèle, il est supposé qu'il existe seulement trois neutrinos et que la somme de leur masse est $\sum m_\nu = 0.06 \text{ eV } c^{-2}$. C'est la plus petite valeur permise par les expériences d'oscillations des neutrinos.

À partir de ce modèle il est courant de dériver d'autres quantités comme le paramètre de Hubble aujourd'hui : $H_o = 67.74 \pm 0.46 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, ou la densité d'énergie sombre aujourd'hui : $\Omega_\Lambda = 0.6911 \pm 0.0062$. Le tableau 4 (p. 13) donne une liste des paramètres cosmologiques utilisées dans ce manuscrit.

Il est important de noter que des extensions à ce modèle existent. Le principe est soit d'ajouter un ou plusieurs paramètres, soit de laisser libre un ou plusieurs paramètres couramment fixés. Par exemple, certains modèles supposent l'existence de plus de trois familles de neutrinos ou bien laisse libre la somme de leur masse. Dans ce manuscrit nous nous intéresserons aux modèles de courbure non-nulle ($\Omega_k \neq 0$).

3. Cette probabilité suit une loi de Poisson, la probabilité qu'un photon ne diffuse pas est donc $p(0) = e^{-\tau} \approx 0.92$. La probabilité qu'un photon ait diffusé au moins une fois est $p(n \geq 1) = 1 - e^{-\tau} \approx 0.08$.

1.2 Spectre de puissance de la matière

1.2.1 Le son comme analogie

Avant de présenter ce que donne le spectre de puissance de la matière de l'Univers, il semble important de faire une explication du principe de l'analyse de Fourier. Pour cela, nous allons utiliser l'analogie du son.

Il y a deux descriptions mathématiques alternatives d'un son. Soit il est donné en domaine temporel ou réel, soit en domaine fréquentiel ou de Fourier. Ces deux domaines possèdent la même information, présentée de deux manières différentes. La figure 1.4 donne l'analyse de deux signaux : un signal sinusoïdal et un signal carré.

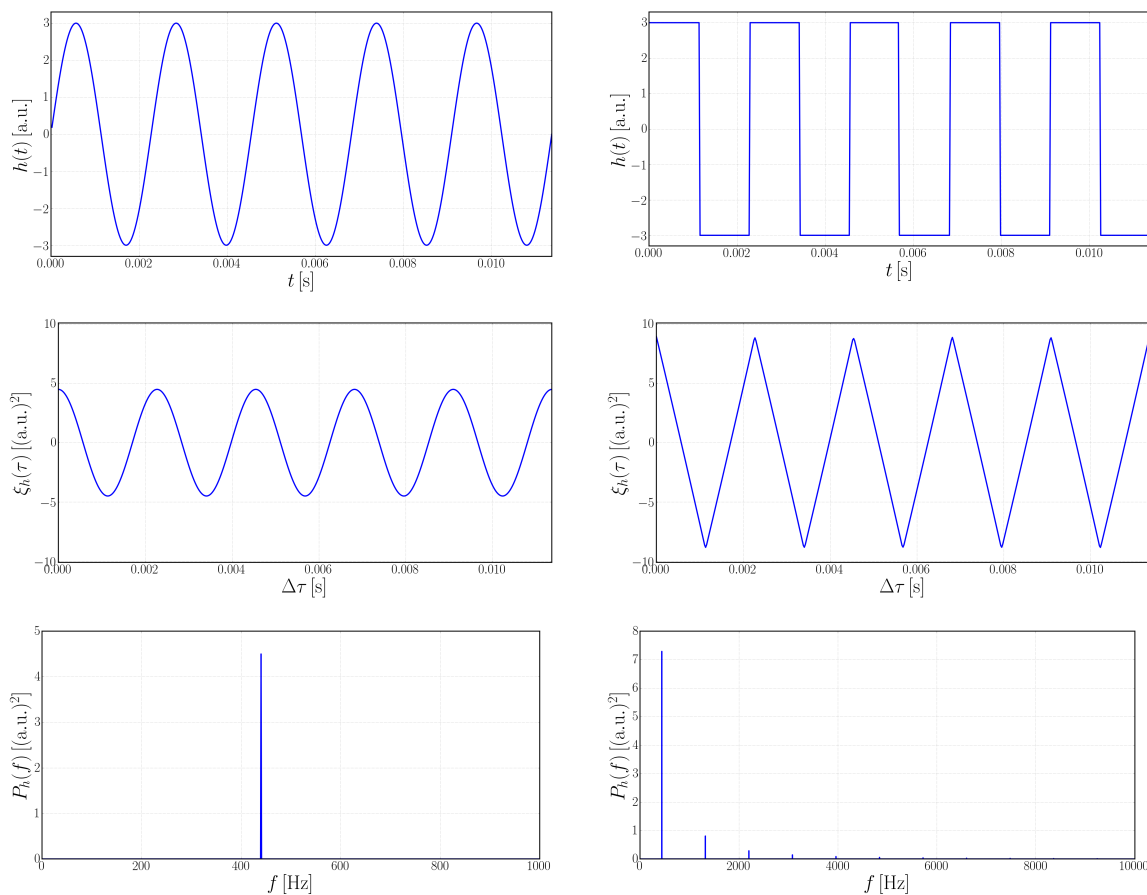


FIGURE 1.4 Présentation de l'analyse d'un signal sinusoïdal et d'un signal carré. La première ligne donne les signaux dans l'espace réel, la seconde ligne donne l'auto-corrélation, enfin la troisième ligne donne la densité spectrale de puissance. Les ordonnées sont données en unité arbitraire (a.u. : *arbitrary unit*). Les signaux $h(t)$ possèdent une amplitude de 3 a.u..

Dans la première ligne, la représentation temporelle des deux signaux est donnée, leur fréquence est de 440 Hz, celle du « la » standard. Cette représentation donne l'évolution du signal en fonction du temps : $h(t)$. Pour les deux signaux, l'amplitude est $A = 3$ a.u..

La seconde ligne donne leur auto-corrélation, celle-ci est définie par :

$$\xi_h(\tau) = \langle h(t) \cdot h(t + \tau) \rangle_t = \lim_{a \rightarrow +\infty} \frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} dt h(t)h(t + \tau), \quad (1.27)$$

où la moyenne est sur t . Dans le cas d'un signal périodique de moyenne nulle sur une période T , cela se réduit à :

$$\xi_h(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T dt h(t)h(t + \tau). \quad (1.28)$$

Cette grandeur donne la corrélation entre deux points du signal espacés d'une différence de temps τ . L'auto-corrélation a la dimension égale au carré de celle de h .

Enfin, la troisième ligne de cette figure donne la densité spectrale de puissance, c'est-à-dire le carré de la norme de la transformée de Fourier du signal temporel. On montre que cette densité spectrale est égale à la transformée de Fourier de l'auto-corrélation du signal. Nous avons ainsi :

$$P_h = |\tilde{h}|^2 = \tilde{h}\tilde{h}^* = \tilde{\xi}_h, \quad (1.29)$$

où de manière générale \tilde{h} est la transformée de Fourier de la fonction h , donnée par :

$$\tilde{h}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt h(t)e^{-2\pi i f t}. \quad (1.30)$$

La densité spectrale de puissance donne dans quelle fréquence se trouve la puissance. Ainsi, pour le signal sinusoïdal, la puissance se trouve intégralement à 440 Hz. En revanche, pour le signal carré, la puissance se retrouve divisée entre plusieurs fréquences, une infinité en théorie. L'analyse de Fourier d'un signal peut être ainsi comprise comme sa décomposition en différents sinus, ou harmoniques, de fréquences différentes.

1.2.2 Le spectre de puissance de la matière

De même que dans la section précédente, nous avons pris la transformée de Fourier de l'espace temporel, il est usuel de prendre la transformée de Fourier de la densité de matière de l'Univers pour obtenir le spectre de puissance de la matière. Dans toute cette section, la matière fait

référence à la contribution totale des baryons, de la matière sombre froide et des neutrinos massifs.

À chaque point de l'espace est associé le champ scalaire $\rho(\vec{r})$ qui y donne la densité. Ce champ est toujours positif. Le vecteur position \vec{r} a la dimension d'une distance. Il est alors possible de définir la densité moyenne $\bar{\rho}$ de l'Univers :

$$\bar{\rho} = \langle \rho(\vec{r}) \rangle_{\vec{r}} = \frac{1}{V_U} \int_{V_U} d^3\vec{r} \rho(\vec{r}), \quad (1.31)$$

où V_U est le volume de l'Univers observé. Nous pouvons alors définir un nouveau champ scalaire $\delta(\vec{r})$ qui donne la fluctuation relative de densité. Ce champ est sans unité et est défini par :

$$\delta(\vec{r}) = \frac{\rho(\vec{r})}{\bar{\rho}} - 1. \quad (1.32)$$

Ce champ de fluctuation a pour propriété d'avoir une moyenne nulle : $\langle \delta(\vec{r}) \rangle_{\vec{r}} = 0$. Un Univers strictement uniforme possède un champ de fluctuation nul sur toutes les positions de l'espace. L'Univers que nous observons à très grand redshift est très homogène, ainsi les fluctuations relatives de température dans le CMB ($z \approx 1100$) sont très petites : de l'ordre de 10^{-5} . Cela n'est plus vrai à petit redshift.

Comme dans la section précédente, il est possible de définir la transformée de Fourier du champ de fluctuation :

$$\tilde{\delta}(\vec{k}) = \int d^3\vec{r} \delta(\vec{r}) e^{-i\vec{k}\vec{r}}. \quad (1.33)$$

Le mode \vec{k} a la dimension de l'inverse d'une distance. Le spectre de puissance des fluctuations est alors donné par le carré de la norme du champ de fluctuation dans l'espace des k :

$$P(k) = \frac{1}{V_U} |\tilde{\delta}(\vec{k})|^2 = \frac{1}{V_U} \tilde{\delta}(\vec{k}) \tilde{\delta}^*(\vec{k}). \quad (1.34)$$

$P(k)$ a la dimension d'un volume. Comme les fluctuations de densités possèdent une moyenne nulle, le spectre de puissance est nul pour $k = 0$: $P(0) = 0$ [$(h^{-1} \text{ Mpc})^3$]. Dans cette base de Fourier, et dans l'approximation linéaire, les modes sont indépendants : l'évolution d'un mode k est ainsi décorrélée de l'évolution du mode k' , où $k \neq k'$. Enfin, grâce au principe cosmologique, le spectre de puissance est isotrope.

La figure 1.5 donne le spectre de puissance de la matière à un redshift $z = 0$.

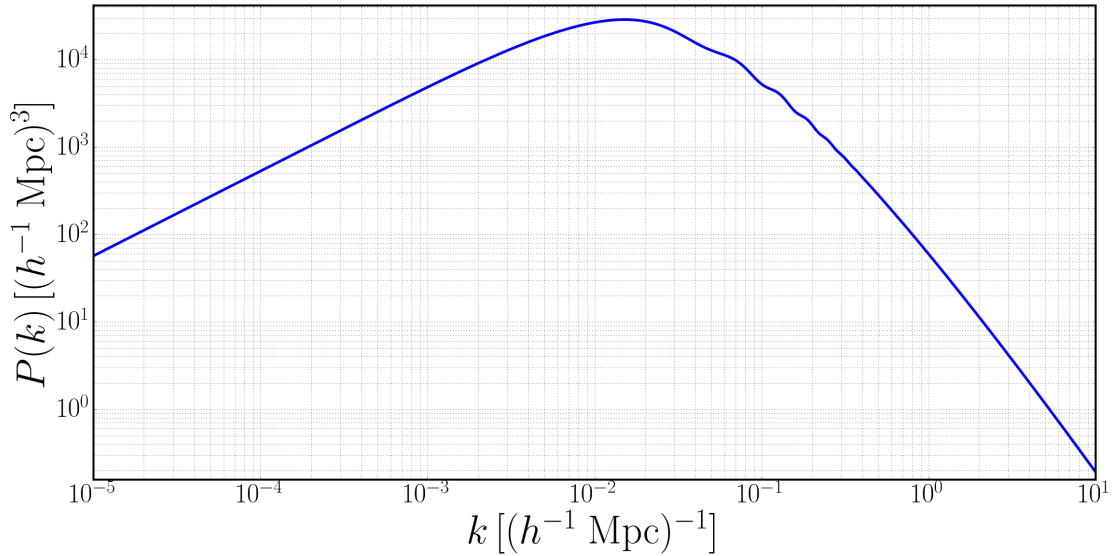


FIGURE 1.5 Spectre de puissance de la matière (i.e. : baryons + CDM + neutrinos massifs) à un redshift $z = 0$. Le spectre est calculé en théorie linéaire des perturbations par le code CAMB, présenté dans Lewis et al. [5].

Dans cette figure, les petit k donnent les variations des fluctuations de densité sur de grandes échelles. Au contraire, les grands k donnent les variations sur de petites échelles. Quatre caractéristiques sont à noter dans le spectre. Aux grandes échelles (petit k), le spectre évolue comme $P(k) \propto k^{n_s}$, où $n_s = 0.9655 \pm 0.0062$ est l'indice spectral scalaire mesuré par Planck Collaboration et al. [1]. Cette évolution correspond aux modes situés en dehors de l'horizon de Hubble jusqu'au moment où l'Univers devient dominé par la matière : $z_{eq.} \approx 2740$. Cette partie du spectre donne une indication directe sur les fluctuations primordiales à la sortie de l'inflation. Le spectre possède un maximum, il correspond à l'échelle de l'horizon de Hubble à l'âge d'égalité : $k_{eq.} \approx 0.01 (h^{-1} \text{ Mpc})^{-1}$. Les petites échelles (grand k) évoluent comme $P(k) \propto k^{-3}$. Cette partie correspond aux modes entrés dans l'horizon de Hubble pendant l'ère de domination de la radiation. Enfin, le spectre présente des oscillations pour les modes $k \in [0.02, 0.2] (h^{-1} \text{ Mpc})^{-1}$. C'est la signature laissée par les oscillations acoustiques de baryons. Nous décrirons avec plus d'attention ce phénomène dans la section suivante.

1.2.3 La fonction de corrélation de la matière

Une manière alternative d'étudier le champ de fluctuation de densité de l'Univers est de regarder sa fonction d'auto-corrélation. Celle-ci est définie de la même manière que dans la section 1.2.1.

Elle est sans dimension et est donnée par :

$$\xi(\vec{r}) = \langle \delta(\vec{r}_1) \cdot \delta(\vec{r}_1 + \vec{r}) \rangle_{\vec{r}_1} = \frac{1}{V_U} \int_{V_U} d^3 r_1 \delta(\vec{r}_1) \delta(\vec{r}_1 + \vec{r}). \quad (1.35)$$

Deux propriétés sont à noter. Par définition du champ de fluctuation de matière, l'intégrale de l'auto-corrélation est nulle. De plus, nous pouvons montrer que l'auto-corrélation est liée au spectre de puissance par une simple transformée de Fourier :

$$P(k) = \tilde{\xi}(k) = \int d^3 \vec{r} \xi(\vec{r}) e^{-i\vec{k}\vec{r}}. \quad (1.36)$$

La figure 1.6 donne la fonction d'auto-corrélation de la matière à $z = 0$, calculée à partir du spectre de puissance de la figure 1.5.

La corrélation est multipliée du haut vers le bas par un facteur r^0 , r^1 et r^2 . Trois aspects sont à noter dans ces trois courbes. À petite échelle (petit r), la corrélation est très forte, cela montre que la matière dans l'Univers est groupée (*clustered*). À grande échelle (grand r), la corrélation est très petite et tend vers zéro. Cela montre que l'Univers est homogène à grande échelle et que les fluctuations de densités sont décorréliées à grandes séparations. Enfin, à un rayon d'environ $100 h^{-1}$ Mpc, la corrélation présente un pic : c'est l'échelle des oscillations acoustiques de baryons. En effet, le spectre de puissance présentait des oscillations, la fonction de corrélation présente donc la transformée de Fourier de celles-ci : un pic. Plus de détails sont donnés dans la section 1.3.

1.2.4 L'évolution avec le redshift

Les fluctuations relatives de densités de matière évoluent avec le redshift du fait de la gravité et de l'expansion de l'Univers. Si les effets non-linéaires sont négligés, cette évolution est quasiment indépendante de l'échelle du redshift $z \approx 100$ au redshift $z = 0$. Dans ce régime, l'évolution est décrite par le facteur de croissance des structures $G(z)$ (*growth factor*), défini par :

$$\delta(\vec{r}, z) = G(z) \delta(\vec{r}, z = 0), \quad (1.37)$$

où $G(0) \equiv 1$, par définition. La figure 1.7 donne l'évolution du facteur de croissance des structures en fonction du redshift.

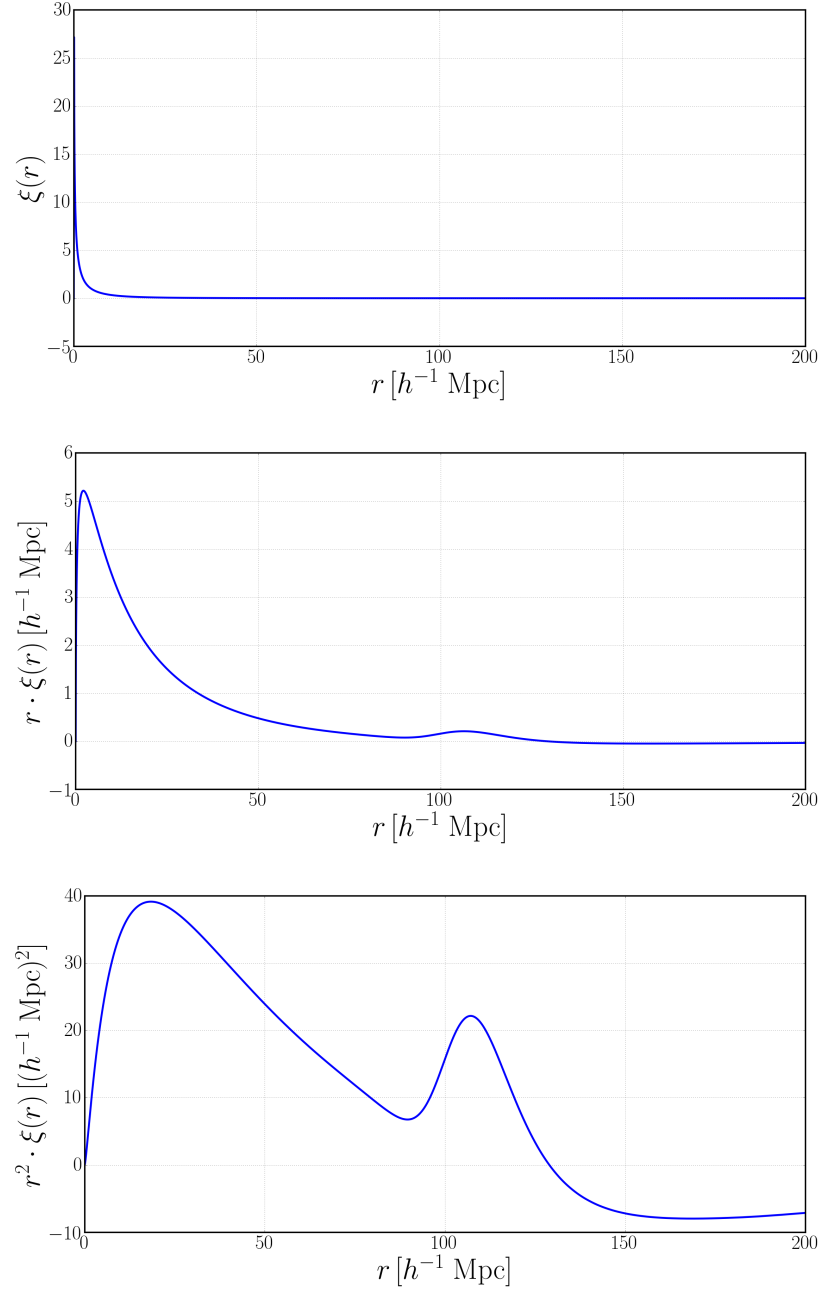


FIGURE 1.6 Fonction d'auto-corrélation de la matière (i.e. : baryons + CDM + neutrinos massifs) à un redshift $z = 0$. La fonction de corrélation est calculée en théorie linéaire des perturbations par le code CAMB, présenté dans Lewis et al. [5]. De haut en bas, la fonction de corrélation est multipliée par un facteur r^0 , r^1 et r^2 .

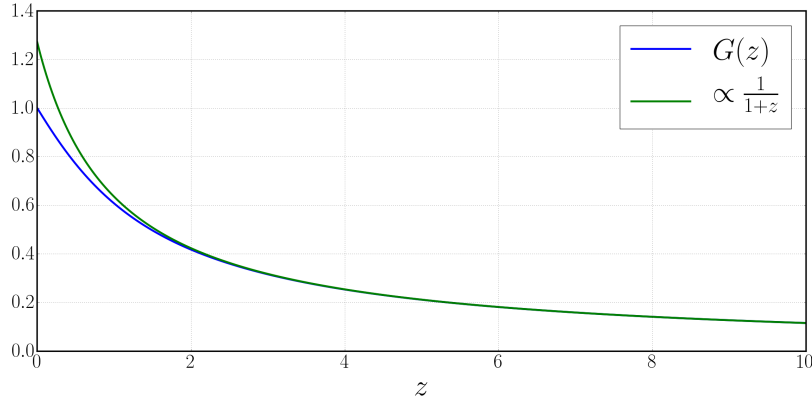


FIGURE 1.7 Évolution du facteur de croissance des structures $G(z)$ en fonction du redshift. À des redshifts supérieurs à $z = 2$, G évolue comme $(1 + z)^{-1}$.

À des redshifts supérieurs à $z = 2$, où l'Univers est dominé par la matière, G évolue comme $(1 + z)^{-1}$. À plus bas redshift, l'énergie sombre ne peut plus être négligée, et G évolue moins rapidement. Les redshifts mis en jeu dans l'étude des forêts Lyman- α se situent dans l'intervalle $z \in [1.8, 5]$ où l'approximation $G(z) \propto (1 + z)^{-1}$ est vrai à mieux que 2%.

Cette évolution des fluctuations des densités relatives résulte en une évolution de la fonction de corrélation et aussi du spectre de puissance de la matière. Cela donne alors :

$$\xi(r, z) = G^2(z)\xi(r, z = 0), \quad (1.38)$$

$$P(k, z) = G^2(z)P(k, z = 0). \quad (1.39)$$

1.2.5 Le biais b

Jusqu'à présent nous avons présenté le spectre de puissance et la fonction de corrélation de la matière ; seulement il n'est pas possible d'observer toute la matière de l'Univers. Premièrement, une grande majorité est sous forme de matière sombre. Deuxièmement, toute la matière baryonique n'est pas visible, i.e. n'émet pas de lumière. L'idée est alors d'utiliser un traceur. Dans ce manuscrit, les quasars et les forêts-Ly α sont utilisés. Leur nature ainsi que leur relation avec les fluctuations de densités sont expliquées en section 1.4.

En cosmologie, le biais d'un traceur i est défini à un redshift z par :

$$\tilde{\delta}_i(\vec{k}, z) = b_i(z)\tilde{\delta}(\vec{k}, z), \quad (1.40)$$

ce qui donne :

$$\tilde{\delta}_i(\vec{k}, z) = b_i(z)G(z)\tilde{\delta}(\vec{k}, z = 0), \quad (1.41)$$

où $\tilde{\delta}$ est la transformée de Fourier des fluctuations relatives de densité de matière, $\tilde{\delta}_i$ est la transformée de Fourier des fluctuations relatives de densité du traceur, et b_i est le biais du traceur. Le biais dans cette définition est indépendant d'échelle mais pas indépendant du redshift ni du traceur. Cette approximation est raisonnable pour des faibles fluctuations de densités, c'est-à-dire $\tilde{\delta}_i \ll 1$ et $\tilde{\delta} \ll 1$, voir Peacock [6, p. 579]. De plus, cette approximation permet de décrire correctement la fonction de corrélation à grande échelle mesurée par Laurent et al. [7] et Laurent et al. [8], par exemple.

Dans cette définition nous voyons ainsi deux composantes à l'évolution en redshift de la fluctuation relative de densité $\tilde{\delta}_i$: l'évolution du biais $b_i(z)$ et l'évolution du facteur de croissance $G(z)$. La première est une évolution astrophysique alors que la seconde est une évolution cosmologique.

La conséquence des traceurs de matières est de biaiser ainsi la fonction de corrélation et le spectre de puissance mesuré. Cela donne alors :

$$\xi_i(r, z) = G^2(z)b_i^2(z)\xi(r, z = 0), \quad (1.42)$$

$$P_i(k, z) = G^2(z)b_i^2(z)P(k, z = 0). \quad (1.43)$$

Dans le cas de deux traceurs i et j différents :

$$\xi_{ij}(r, z) = G^2(z)b_i(z)b_j(z)\xi(r, z = 0), \quad (1.44)$$

$$P_{ij}(k, z) = G^2(z)b_i(z)b_j(z)P(k, z = 0). \quad (1.45)$$

1.2.6 Le beta β

Comme exprimé dans la section 1.1, le principe cosmologique postule l'isotropie de l'Univers à grande échelle. Celle-ci est vérifiée dans le CMB où les anisotropies sont de l'ordre de 10^{-5} . Une des conséquences de ce principe est que la fonction de corrélation et le spectre de puissance de la matière ne dépendent pas des directions des vecteurs \vec{r} et \vec{k} mais seulement de leur norme r et k .

Des effets propres à l'observation des traceurs peuvent rompre cette géométrie sphérique. Dans la section 1.4 ces effets sont donnés pour les quasars et pour les forêts-Ly α . Ces effets sont liés aux vitesses des différents traceurs de la matière. Suivant les calculs de Kaiser [9], pour l'auto-corrélation du traceur i , le spectre de puissance est alors donné par la formule de Kaiser :

$$P_i(k, \mu_k, z) = b_i^2(z) (1 + \beta_i(z)\mu_k^2)^2 P(k, z), \quad (1.46)$$

où μ_k est le cosinus de l'angle entre le vecteur \vec{k} et la ligne de visée. β est le paramètre de distorsion du spectre de puissance. Pour la corrélation croisée entre deux traceurs i et j , le spectre de puissance est donné par :

$$P_{ij}(k, \mu_k, z) = b_i(z)b_j(z) (1 + \beta_i(z)\mu_k^2) (1 + \beta_j(z)\mu_k^2) P(k, z). \quad (1.47)$$

La fonction de corrélation perd elle aussi sa symétrie sphérique. Elle peut être décomposée sur une base infinie de polynômes de Legendre L_l . Les composants impairs de cette décomposition sont nuls. En pratique, dans la théorie linéaire des perturbations, la série est limitée au monopole ($l = 0$), au quadrupôle ($l = 2$) et à l'hexadécapôle ($l = 4$). La corrélation est alors donnée par :

$$\xi_i(r, \mu, z) = b_i^2(z) \sum_{l \in \{0,2,4\}} C_l(\beta_i(z)) L_l(\mu) \xi_l(r, z), \quad (1.48)$$

$$\xi_{ij}(r, \mu, z) = b_i(z)b_j(z) \sum_{l \in \{0,2,4\}} C_l(\beta_i(z), \beta_j(z)) L_l(\mu) \xi_l(r, z), \quad (1.49)$$

où μ est le cosinus de l'angle entre le vecteur \vec{r} et la ligne de visée. Les 3 polynômes de Legendre sont :

$$\begin{aligned} L_0(x) &= 1, \\ L_2(x) &= \frac{1}{2} (3x^2 - 1), \\ L_4(x) &= \frac{1}{8} (35x^4 - 30x^2 + 3). \end{aligned} \quad (1.50)$$

Les deux fonctions $C_l(\beta)$ et $C_l(\beta_i, \beta_j)$ sont données par :

$$C_l(\beta) = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^{+1} d\mu_k (1 + \beta\mu_k)^2 L_l(\mu_k), \quad (1.51)$$

$$C_l(\beta_i, \beta_j) = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^{+1} d\mu_k (1 + \beta_i\mu_k^2) (1 + \beta_j\mu_k^2) L_l(\mu_k). \quad (1.52)$$

Enfin, les fonctions $\xi_l(r, z)$ sont les multipôles de la fonction de corrélation. Il sont donnés à un redshift de $z = 0$, en figure 1.8.

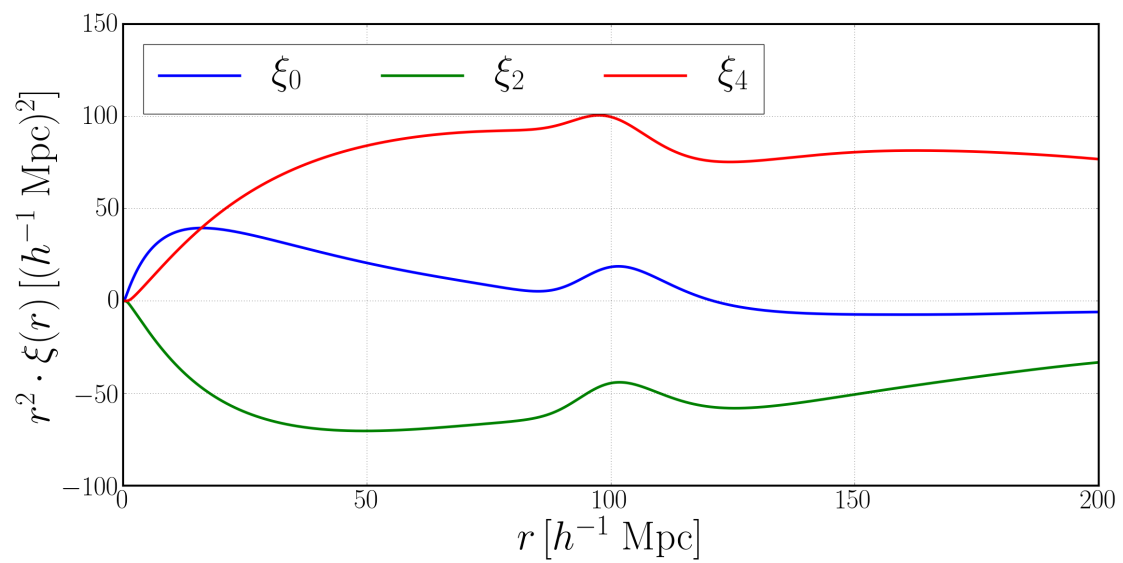


FIGURE 1.8 Multipôles de la fonction de corrélation à $z = 0$, multipliés par le carré de l'abscisse.

1.3 Les oscillations acoustiques de baryons

1.3.1 Un pavé dans la mare

Comme dans les sections précédentes nous allons commencer par une analogie afin de présenter la physique des oscillations acoustiques de baryons.

Imaginons une mare par un temps sans vent. L'eau est limpide et calme. Un enfant y jette une pierre. Imaginons que cette perturbation ne donne lieu qu'à une seule onde qui se propage de manière circulaire. Avec le temps qui passe, cette onde va se déplacer et s'éloigner du point d'impact. S'il est possible de geler cette mare instantanément alors l'onde sera gelée également. Le rayon formé par le front d'onde et le point d'impact a augmenté jusqu'au gel. Si nous étirons la mare glacée telle un élastique, le rayon de l'onde va également augmenter mais à cause d'une physique différente d'avant le gel. En mesurant le rayon de l'onde à différents instants après le gel, il est possible de connaître le taux d'expansion de la mare.

C'est exactement ce que donnent les BAO : une mesure relative de l'expansion de l'Univers. Dans cette analogie, la mare est l'Univers, la pierre une fluctuation primordiale de densité, l'onde de densité d'eau représente les ondes acoustiques de baryons. Le gel donne l'effet qu'à eu sur les BAO le découplage des baryons aux photons. Enfin, l'expansion de la mare représente bien sûr l'expansion de l'Univers due à la matière sombre et baryonique et à l'énergie sombre récemment. Le petit enfant de cette analogie représente l'inflation qui a portée ce champ de fluctuation.

1.3.2 Oscillations de baryons

Tâchons maintenant d'expliquer la physique des oscillations acoustiques de baryons.

Dans l'Univers primordial, la densité de matière était tellement forte que les baryons, les leptons et les photons étaient couplés et formaient ainsi un plasma. En effet, les diffusions Thomson entre les électrons et les photons étaient très fréquentes. C'est-à-dire que le libre parcours moyen des photons était bien inférieur à la taille caractéristique de l'Univers. De plus, les interactions coulombiennes entre les électrons et les protons étaient également très fréquentes. Les trois particules formaient un seul fluide, appelé plasma baryons-photons. Le libre parcours moyen des trois espèces était alors très inférieur à la taille de l'horizon : $D_H(z) = c/H(z)$.

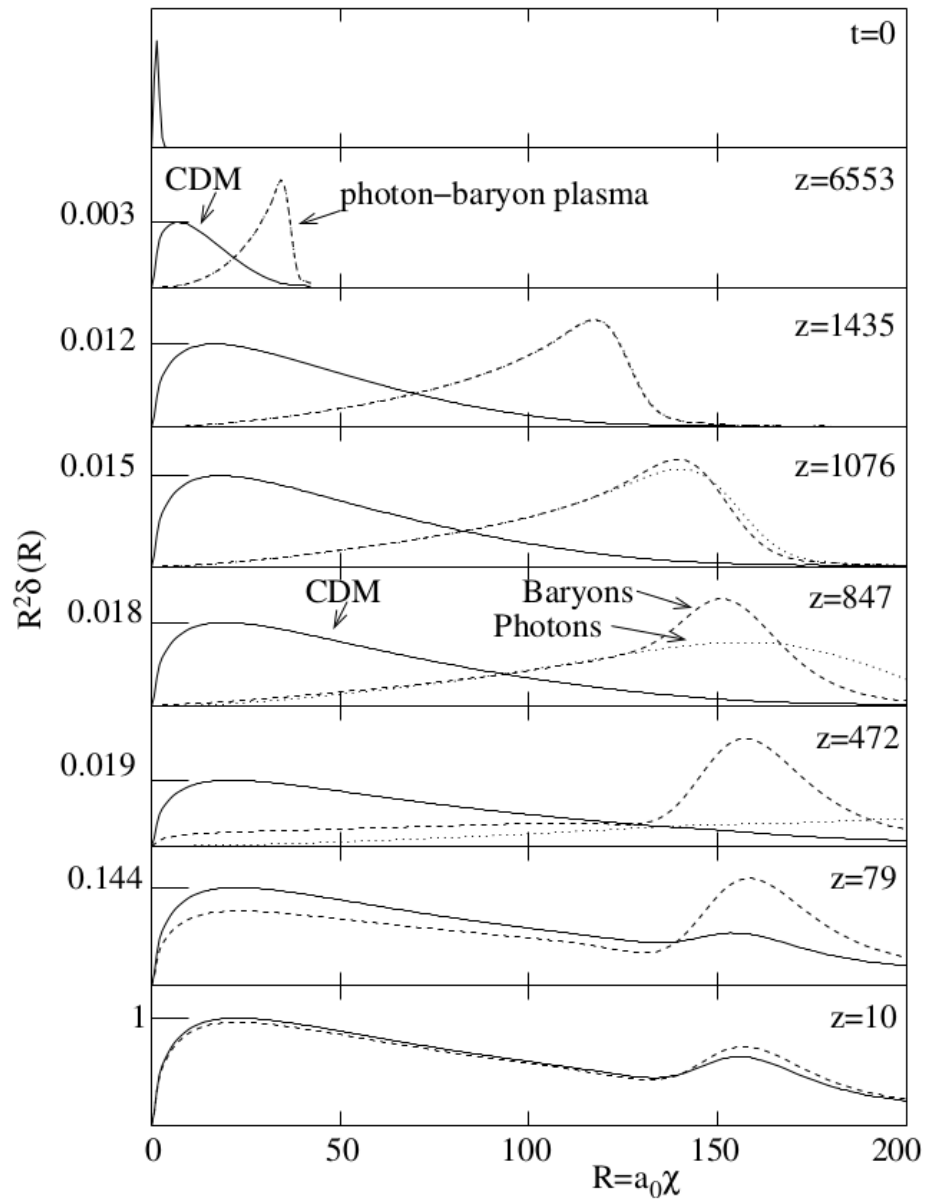


FIGURE 1.9 Propagation d'une surdensité adiabatique dans un Univers composé de matière sombre, de photons, de baryons et de neutrinos (non représentés). À $t = 0$, toutes les espèces sont présentes dans une surdensité située à l'origine du graphique. L'évolution temporelle se déroule ensuite comme décrit dans le texte. Source : *Fundamentals of Cosmology*, 2nd edition, *J. Rich*.

La figure 1.9 montre l'évolution temporelle d'une surdensité dans l'espace des configurations. Cette perturbation est constituée initialement de matière sombre froide, de neutrinos, ainsi que de plasma baryons-photons. La gravitation tend à faire croître la surdensité de plasma, mais la forte pression de radiation provoquée par les photons s'y oppose et amorce la propagation d'une onde acoustique. Cette onde se propage dans le plasma de baryons et de photons à la vitesse relativiste $c_s \approx c/\sqrt{3}$. La surdensité de matière sombre ne subit, quant à elle, que la gravitation, et croît donc à sa position originelle. Les neutrinos présents dans la perturbation initiale ne sont pas couplés aux autres espèces et se dispersent à une vitesse proche de celle de la lumière. Ils ne sont pas représentés sur la figure.

À la recombinaison ($z \approx 1090$) la température est assez faible pour que les électrons et protons forment des atomes d'hydrogène neutre, libérant ainsi les photons dont le libre parcours moyen devient supérieur à la taille de l'Univers. Dès lors, il n'y a plus de pression de radiation sur les baryons. La surdensité de baryons se trouve figée, formant une coquille de rayon comobile $r_s \approx 150$ Mpc, autour de la surdensité originelle. Le fort puits de potentiel gravitationnel créé par la matière sombre rappelle la plus grande partie des baryons au centre de cette coquille (à $R = 0$), tandis qu'une petite partie de la matière sombre tombe dans le puits de potentiel créé par les baryons à $R \approx 150$ Mpc. Vers un décalage spectral de 10, les distributions de matière sombre et de baryons sont identiques.

Il est important de noter que la position de la surdensité de baryons continue légèrement à se déplacer, après la libération des photons. Ce phénomène est lié à l'asymétrie des nombres de baryons et de photons : $\eta = n_b/n_\gamma \approx 10^{-9}$. Cette large asymétrie fait que les photons se découplent des baryons avant que les baryons ne soient découplés des photons. Le décalage spectral marquant le découplage des photons, noté z_* , est défini comme le moment où les photons ne subiront en moyenne qu'une seule interaction jusqu'à notre époque et vaut $z_* = 1090.09 \pm 0.42$, donné dans Planck Collaboration et al. [1]. Le découplage des baryons est défini comme le moment où les baryons ne subissent en moyenne qu'une seule interaction Compton avec les photons jusqu'à notre époque et vaut $z_{drag} = 1059.57 \pm 0.46$, donné dans Planck Collaboration et al. [1].

1.3.3 Échelle acoustique

L'échelle acoustique est définie par la taille de l'horizon sonore à l'âge du découplage des baryons :

$$r_d = \int_{z_{drag}}^{+\infty} dz' \frac{c_s(z')}{H(z')}, \quad (1.53)$$

où $c_s(z)$ est la vitesse du son dans le plasma baryons-photons $b\gamma$, donnée par :

$$c_s^2 = \frac{dp_{b\gamma}}{d\rho_{b\gamma}}. \quad (1.54)$$

La densité $\rho_{b\gamma}$ et la pression $p_{b\gamma}$, sont définis par :

$$\begin{aligned} \rho_{b\gamma} &= \rho_b + \rho_\gamma, \\ p_{b\gamma} &= p_b + p_\gamma. \end{aligned} \quad (1.55)$$

L'équation d'état donne pour une espèce, la relation entre la pression et la densité. Pour de la radiation, par exemple les photons, elle donne : $p_\gamma = \frac{1}{3}\rho_\gamma c^2$. Pour de la matière non relativiste, par exemple les baryons, elle donne : $p_b = 0$. Ainsi l'équation 1.54 se simplifie en :

$$c_s^2 = \frac{c^2}{3 \left(1 + \frac{d\rho_b}{d\rho_\gamma}\right)}. \quad (1.56)$$

Or, la densité de la matière évolue comme :

$$\rho_m(z) = \rho_{m,o} a^{-3}(z), \quad (1.57)$$

et la densité de radiation évolue comme :

$$\rho_r(z) = \rho_{r,o} a^{-4}(z). \quad (1.58)$$

Alors, il est possible de réécrire l'équation 1.56 :

$$c_s^2 = \frac{c^2}{3 \left(1 + \frac{3\rho_b}{4\rho_\gamma}\right)}. \quad (1.59)$$

Ainsi, nous retrouvons bien que la vitesse du son dans le plasma baryons-photons est $c_s \approx c/\sqrt{3}$.

À partir des paramètres cosmologiques mesurés par les expériences du CMB il est possible de

calculer r_d . Le code CAMB, présenté dans Lewis et al. [5], donne :

$$r_d = 147.29 \text{ Mpc} = 99.17 h^{-1} \text{ Mpc}. \quad (1.60)$$

1.3.4 Distances mises en jeux

Nous allons voir en section 1.3.5 que l'échelle des oscillations acoustiques de baryons ne mesure pas à proprement parler les paramètres cosmologiques. Elle mesure des déviations de certaines distances par rapport aux valeurs du modèle. Ainsi, les BAO mesurent les grandeurs $D_M(z)/r_d$ et $D_H(z)/r_d$ où r_d est l'échelle BAO à l'époque du découplage des baryons. Celle-ci est mesurée par les expériences de CMB. $D_M(z)$ est la distance comobile de diamètre angulaire, reliée à la distance de diamètre angulaire par $D_M(z) = (1+z)D_A(z)$. $D_H(z)$ est la distance de Hubble. Ces distances sont décrites clairement dans Hogg [10].

Dans un Univers de courbure nulle, D_M et D_H sont données par :

$$D_M(z) = c \int_0^z dz' \frac{1}{H(z')}, \quad (1.61)$$

$$D_H(z) = \frac{c}{H(z)}, \quad (1.62)$$

où $H(z)$ est le paramètre de Hubble à un redshift z , il est donné pour un Univers plat, pour $z < 10$, par :

$$H(z) = H_o \sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}. \quad (1.63)$$

Dans la littérature, une distance combinant D_H et D_M est utilisée, c'est D_V . Elle est définie par :

$$D_V(z) = [zD_H(z)]^{1/3} [D_M(z)]^{2/3}. \quad (1.64)$$

La figure 1.10 donne l'évolution des deux grandeurs mesurées par les BAO pour deux jeux de paramètres cosmologiques différents. Les traits pleins donnent la prévision selon le modèle Λ CDM avec les paramètres de Planck 2015 donnés dans le tableau 4 (p. 13). Les traits tiretés donnent la prévision selon un modèle CDM, c'est-à-dire sans énergie sombre, de courbure non nulle et de même densité de matière que dans le modèle Λ CDM. L'échelle BAO est la même dans les deux modèles. Cette figure montre ainsi que la mesure des oscillations acoustiques de

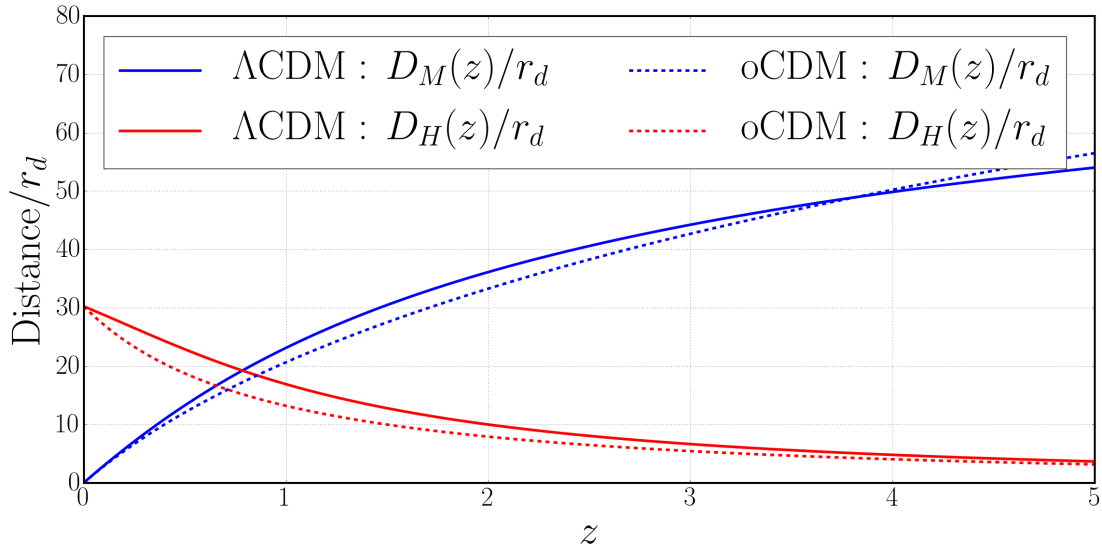


FIGURE 1.10 Évolution des grandeurs $D_M(z)/r_d$ et $D_H(z)/r_d$ avec le redshift. En trait plein, la cosmologie est celle de Λ CDM, en trait tireté la cosmologie est celle d'un Univers sans énergie sombre, de courbure non nulle, mais de même Ω_m . L'échelle des BAO, r_d , est la même dans ces deux cosmologies.

baryons permet de mesurer certains paramètres, comme la courbure de l'Univers, et de rejeter des modèles.

1.3.5 Mesure des distances relatives

Tâchons maintenant de comprendre comment les BAO mesurent les rapports $D_M(z)/r_d$ et $D_H(z)/r_d$. La figure 1.11 donne la géométrie mise en jeu dans la mesure des distances par les BAO.

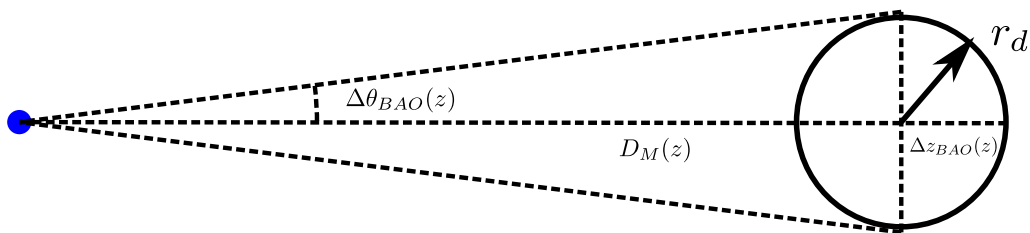


FIGURE 1.11 Définition des distances mises en jeu dans la mesure de l'échelle des oscillations acoustiques de baryons. Le point bleu représente la Terre, le cercle noir représente l'échelle BAO.

Celle-ci, représentée par un cercle de rayon comobile r_d , est vue sous un angle $\Delta\theta_{BAO}$. On a alors :

$$\tan \Delta\theta_{BAO}(z) = \frac{r_d}{D_M(z)}. \quad (1.65)$$

Dans la limite des petits angles, cela donne :

$$\Delta\theta_{BAO}(z) = \frac{r_d}{D_M(z)}. \quad (1.66)$$

Il est alors possible de définir la grandeur α_{\perp} comme le rapport entre l'angle $\Delta\theta_{BAO}(z)$ mesuré et celui prédit par les expériences de CMB :

$$\alpha_{\perp} = \frac{[\Delta\theta_{BAO}(z)]_{CMB}}{[\Delta\theta_{BAO}(z)]_{measured}}. \quad (1.67)$$

Ce qui se réduit par :

$$\alpha_{\perp} = \frac{[D_M(z)/r_d]_{measured}}{[D_M(z)/r_d]_{CMB}}. \quad (1.68)$$

De même, un hypothétique observateur situé au centre du cercle formé par le BAO, obtient la loi de Hubble suivante :

$$\Delta v_{BAO}(z) = H(z)r_d = c \frac{r_d}{D_H(z)}. \quad (1.69)$$

Comme précédemment, il est possible de définir la grandeur α_{\parallel} comme le rapport entre la vitesse $\Delta v_{BAO}(z)$ mesurée et celle prédite par les expériences de CMB :

$$\alpha_{\parallel} = \frac{[\Delta v_{BAO}(z)]_{CMB}}{[\Delta v_{BAO}(z)]_{measured}}. \quad (1.70)$$

Ce qui se réduit par :

$$\alpha_{\parallel} = \frac{[D_H(z)/r_d]_{measured}}{[D_H(z)/r_d]_{CMB}}. \quad (1.71)$$

Il est aisé pour la suite de rassembler les deux définitions 1.68 et 1.71 en une seule :

$$\begin{aligned} \alpha_{\parallel} &= \frac{[D_H(z)/r_d]_{measured}}{[D_H(z)/r_d]_{CMB}}, \\ \alpha_{\perp} &= \frac{[D_M(z)/r_d]_{measured}}{[D_M(z)/r_d]_{CMB}}, \end{aligned} \quad (1.72)$$

1.4 Traceurs des fluctuations de matière

Dans la section 1.1 nous avons expliqué que près de 84% de la matière est composée de matière sombre froide. Celle-ci tient son nom du fait qu'elle n'a pas été détectée de manière directe. Or, il est naturellement important de pouvoir la détecter afin de confirmer son existence, mais aussi pour savoir comment se répartissent les fluctuations de matière dans l'Univers.

Ainsi, comme il semble difficile (voire impossible) d'observer sa répartition, la cosmologie moderne utilise des objets célestes qui marquent sa présence. Ils portent le nom de traceur (*tracer*). Ces objets permettent de tracer les fluctuations de matière sombre.

Dans cette étude nous utiliserons deux familles de traceurs : les traceurs booléens comme les quasars et les traceurs continus comme les pixels des forêts Lyman- α .

1.4.1 Les quasars

1.4.1.1 Définition

Les quasars, ou source de rayonnement quasi-stellaire, ou QSO, sont des objets très brillants du ciel. En toute rigueur, il y a une légère différence entre « QSO » et « quasar » : le premier terme dénomme les objets sélectionnés à partir de leur émission optique alors que le second dénomme les objets sélectionnés à partir de leur émission radio. Ces deux termes sont maintenant utilisés comme synonymes. Les quasars furent découverts dans les années 1950 avec des radiotélescopes. La lumière qu'ils émettent provient d'un noyau actif de galaxie (AGN : *Active Galaxy Nucleus*), c'est-à-dire qu'elle provient du rayonnement non thermique émis par la matière en rotation autour du trou noir central de la galaxie. Ce rayonnement est focalisé selon l'axe perpendiculaire à la galaxie par de forts champs magnétiques.

La figure 1.12 montre l'objet QSO J0831+524. Ce quasar a un redshift $z_{QSO} = 3.91$; en d'autres termes, l'Univers avait seulement 1.6 milliard d'années lors de l'émission de la lumière détectée. Dans le panneau de gauche, nous pouvons voir une image du ciel dans le visible autour de cet objet. La croix verte est centrée sur ce quasar qui apparaît ici en jaune dans la partie supérieure de l'image. L'image a été prise par le télescope SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*). À cause de la distance de cet objet il nous apparaît ponctuel. Ainsi, la forme circulaire de l'image est simplement due à la résolution du télescope : la fonction d'étalement du point (PSF : *Point Spread Function*). Le panneau de droite montre une vue d'artiste de ce quasar. La galaxie hôte

et son disque de matière sont bien visibles. Nous pouvons voir également la lumière focalisée selon l'axe perpendiculaire au plan de la galaxie, et centré sur le trou noir central. Dans la réalité, nous observons cet objet selon la ligne de visée des jets.



FIGURE 1.12 Deux images du quasar QSO J0831+524 de redshift $z_{QSO} = 3.91$. À droite : image SDSS avec un champ de vue d'environ $4'$, la croix verte marque la position du QSO⁴. À gauche : vue d'artiste d'un QSO similaire et de sa galaxie hôte. Le QSO est vu de côté et non de face. Crédit : NASA/ESA⁵.

1.4.1.2 Spectre

Le spectre d'émission des quasars présente de nombreuses raies d'émission. Parmi celles-ci les raies de la série de Lyman, $Ly\alpha$ et $Ly\beta$, et les raies SiIV, CIV et MgII sont les plus importantes pour la suite de ce manuscrit. Ces raies sont cataloguées dans le tableau A.2 de l'annexe A.

La figure 1.13 montre le spectre moyen des 267,721 QSOs de SDSS-III. Le catalogue est décrit dans Pâris et al. [11]. Pour chaque spectre, un veto est placé sur chaque raie du ciel, cataloguées dans le tableau A.1 de l'annexe A. La figure 1.14 montre le spectre moyen en détail sur l'intégralité de l'intervalle de longueur d'onde dans le référentiel du quasar.

Sur l'ensemble des images de la figure 1.14 nous pouvons noter que les raies d'émission sont larges. Cela est dû à la grande vitesse du gaz qui gravite autour du trou noir central du QSO. De plus, les différents gaz ne possèdent pas la même vitesse dans le référentiel propre du quasar. Ainsi, il est possible d'observer un léger décalage systématique entre la longueur d'onde théorique de la raie et la longueur d'onde observée. Lorsque ce décalage est positif c'est un redshift (« décalage vers le rouge »), si le décalage est négatif c'est un blueshift (« décalage vers le bleu »). Les vitesses

4. <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-basic?Ident=IRAS+F08279%2B5255&submit=SIMBAD+search>

5. <http://www.space.com/17262-quasar-definition.html>

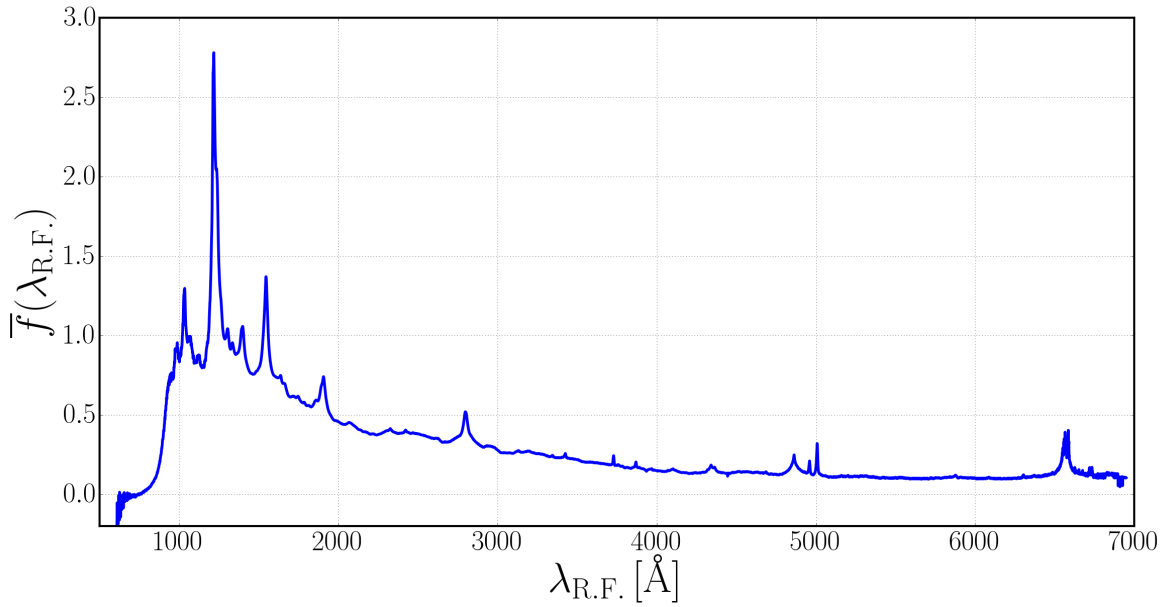


FIGURE 1.13 Spectre moyen des quasars de SDSS-III. Cet empilement est obtenu à partir des 267,721 QSOs du catalogue DR12Q. Un veto est mis sur les raies du ciel et le flux est corrigé des erreurs de calibration du pipeline. Afin de compenser les variations entre les spectres, le flux est normalisé à droite de trois raies : la raie Ly α ($\lambda_{norm} \in [1275, 1295]$ Å), la raie MgII ($\lambda_{norm} \in [2860, 2880]$ Å) et la raie H α ($\lambda_{norm} \in [6850, 6950]$ Å). Puis les trois parties du spectre sont accrochées manuellement.

associées à ces décalages peuvent être de l'ordre de la centaine de km s^{-1} ($v_{shift}/c \approx 10^{-4}$). L'équation 1.73 donne la vitesse v_{shift} entre deux raies. La mesure de ces décalages pour une grande partie des raies d'émission est donnée dans Shen et al. [12].

$$v_{shift} = c \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\frac{\lambda_2 + \lambda_1}{2}} = c \frac{z_2 - z_1}{1 + \frac{z_2 + z_1}{2}}. \quad (1.73)$$

C'est à l'aide des différentes raies d'émission que la distance entre le quasar et la Terre est déterminée. En effet, à cause de l'expansion de l'Univers, les longueurs d'onde sont décalées vers le rouge, c'est le redshift cosmologique qui correspond à la vitesse de Hubble. À cette vitesse positive s'ajoute la vitesse propre du quasar parallèle à la ligne de visée v_{\parallel} (LOS : *line-of-sight*). Ainsi, la mesure du redshift du quasar est donnée par :

$$z_{measured} = z_{cosmo.} + \frac{v_{\parallel} + v_{shift}}{c} (1 + z_{cosmo.}) + dz_{syst.} + dz_{random}, \quad (1.74)$$

où dz_{random} est un terme aléatoire lié à la précision de spectrographe et de la chaîne de détermination du redshift et $dz_{syst.}$ est un terme donnant l'erreur systématique de la mesure du redshift. Pour le spectrographe de BOSS et de eBOSS, le terme dz_{random} a une variance de l'ordre de

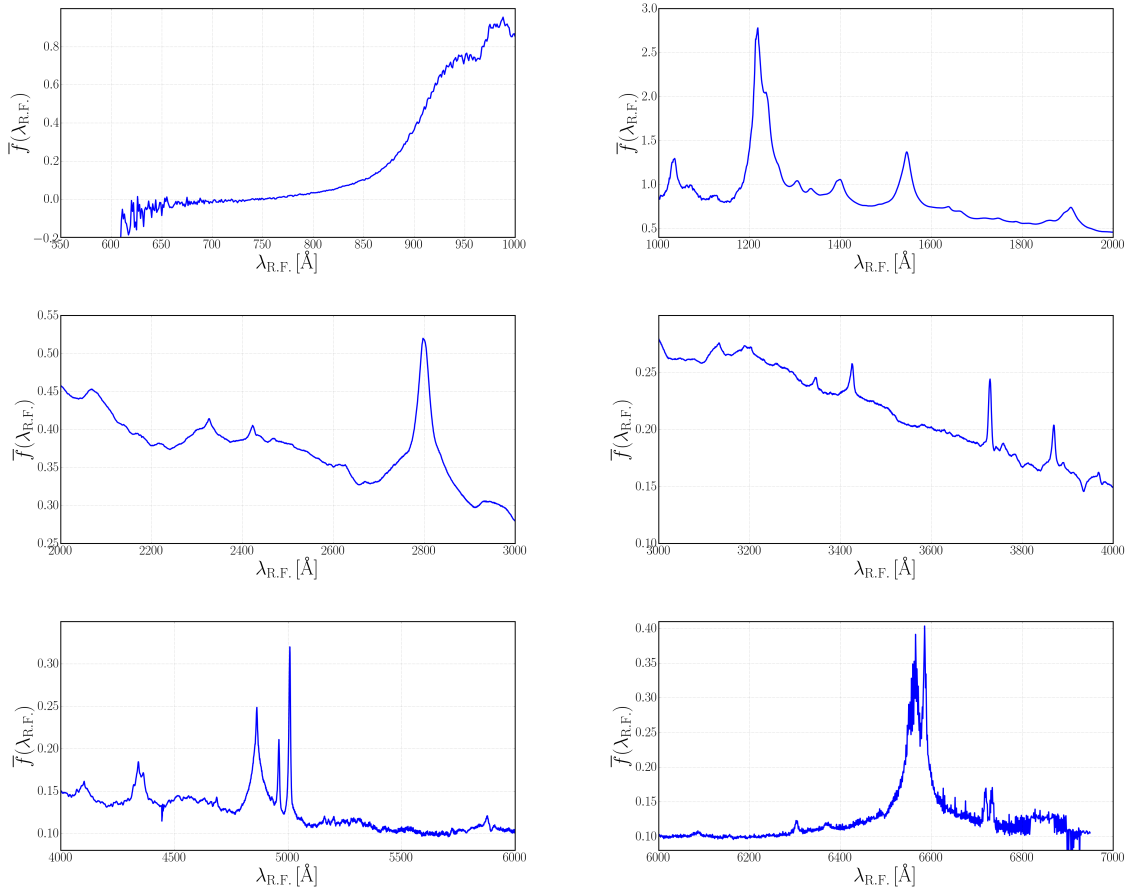


FIGURE 1.14 Détails du spectre moyen des quasars de SDSS-III, présenté en figure 1.13.

100 km s^{-1} ($\sigma_{v_{\text{random}}}/c \approx 10^{-4}$). Les vitesses propres ne sont pas distribuées aléatoirement, elle sont corrélées au champ de densité. Cela a une conséquence sur la mesure de la fonction de corrélation (voir la section 1.4.1.5). L'ordre de grandeur de la variance des vitesses propres est de 100 km s^{-1} ($\sigma_{v_{\parallel}}/c \approx 10^{-4}$). Dans la pratique, seule l'étude de certains phénomènes rares, tels les supernovæ ou les céphéides, donne accès à la fois à la distance réelle et au redshift mesuré. Dans tous les autres cas il n'est pas possible d'obtenir la position dans l'espace réel (*real space*). Seule la position dans l'espace des redshifts (*redshift space*) est disponible.

Le spectre de chaque quasar possède également des raies d'absorption dues à la matière du milieu intergalactique (IGM : *intergalactic medium*). Plus de détails sur les absorptions de l'hydrogène sont donnés dans la section 1.4.2, qui suit. De même, plus de détails sur les absorptions des éléments plus lourds que l'hélium (appelés en astrophysique « métaux ») sont donnés dans la section 1.5.

1.4.1.3 Traceur de la matière

Les quasars ne sont pas l'objet d'étude de cette thèse. En revanche, ils s'avèrent extrêmement utiles pour indiquer où se trouve la matière dans l'Univers. En effet, la matière baryonique est piégée dans les puits de potentiel de matière sombre. Si la densité de matière est suffisamment importante, des processus de perte d'énergie pourront s'établir, et un processus d'effondrement pourra démarrer (*collapse*). Par exemple, le refroidissement par émission (*radiative cooling*) est un mécanisme très efficace. Dans ce processus, une partie de l'énergie d'un système est retranchée par l'émission de radiation. Quand l'énergie du système est assez faible, la matière va pouvoir se regrouper et former des objets comme les étoiles et les galaxies. Dans ce processus, la gravité, la pression et l'expansion de l'Univers jouent un rôle important. La gravité fait se rapprocher les particules du système, augmentant ainsi les surdensités. Seulement, l'Univers est en expansion et ainsi le système subit une pseudo force contraire appelée flux de Hubble. De plus, la pression s'oppose au rapprochement des particules et ainsi à l'augmentation des surdensités. En fin de compte, ne s'effondrent que les surdensités où la gravité l'emporte sur le flux de Hubble et la pression.

Le processus d'effondrement est présenté de manière illustratif en figure 1.15. Dans cette figure, le spectre de puissance de la matière est appliqué à un champ gaussien aléatoire, tracé en bleu. Il représente les fluctuations de densité :

$$\delta(x) = \frac{\rho(x) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}, \quad (1.75)$$

où x est la position dans l'Univers représenté par cette boîte. La courbe rouge donne la surdensité critique δ_c à partir de laquelle la matière va s'effondrer sur elle-même et produire un quasar, une galaxie ou d'autres objets. Ainsi, dans la réalisation de ce schéma, sur 2048 positions, seulement 25 sont assez denses pour s'effondrer et produire un quasar.

La fonction qui permet de placer les quasars ou autres objets non linéaires sur les surdensités de matière sombre porte le nom de fonction de sélection. Dans la réalité, elle est plus compliquée qu'une simple condition sur la densité de matière.

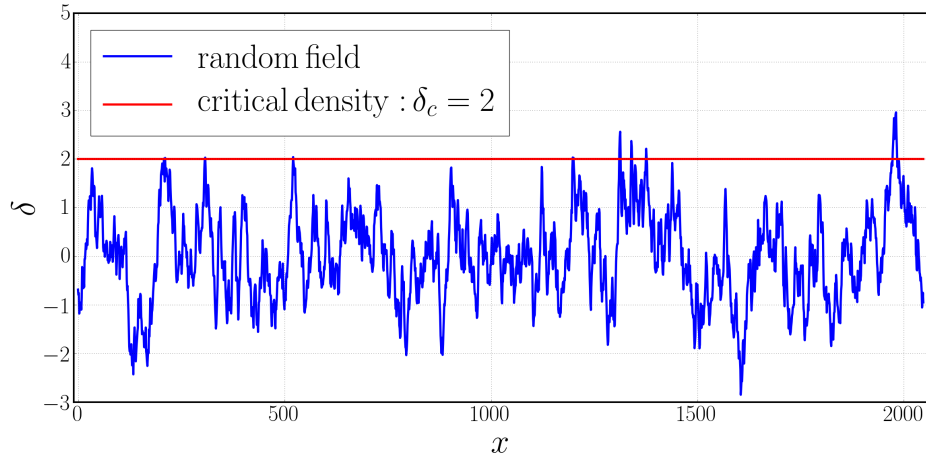


FIGURE 1.15 Illustration d'un champ de fluctuation de densité de matière. La courbe bleue donne un champ aléatoire gaussien sur lequel le spectre de puissance de la matière est appliqué. La courbe rouge est tracée pour une surdensité critique $\delta_c = 2$.

1.4.1.4 Biais des quasars

Nous avons expliqué dans la section précédente, comment les quasars traçaient les plus importantes surdensités de l'Univers. La différence entre le champ de densité de matière et le champ de position des quasars donne lieu au biais b_q . La nature de cette variable est donnée dans la section 1.2. Elle est définie pour les quasars par l'équation qui suit :

$$\delta_q(z) = b_q(z)\delta(z), \quad (1.76)$$

où b_q est indépendant d'échelle mais dépendant du redshift.

L'évolution en redshift de ce biais est donnée dans la figure 1.16. La loi empirique tracée en bleu correspond à l'ajustement des points noirs. Sa formule est donnée dans l'équation 15 de Croom et al. [13] :

$$b_q(z) = (0.53 \pm 0.19) + (0.289 \pm 0.035)(1 + z)^2. \quad (1.77)$$

Alors que l'évolution en redshift est détectée, aucune évolution du biais des quasars en fonction de leur masse, de leurs raies d'émission, ou encore de leur magnitude ne l'a été.

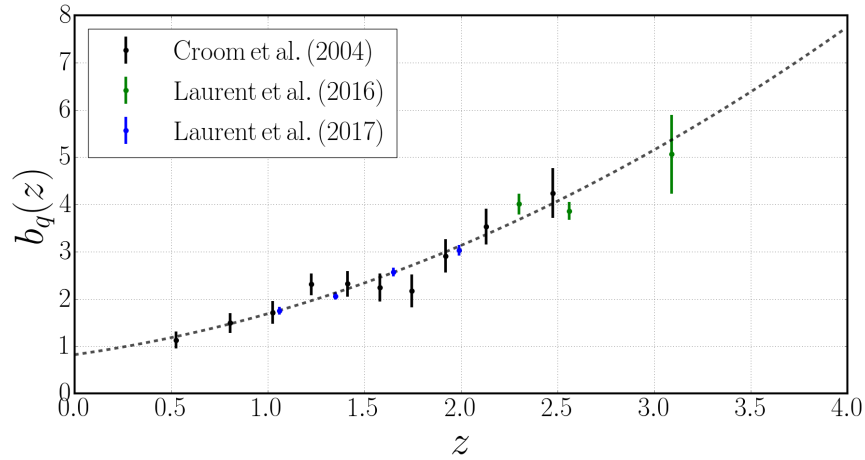


FIGURE 1.16 Évolution du biais des quasars avec le redshift pour deux jeux de résultats. Les données tracées en vert proviennent de l'analyse des quasars de BOSS dans Laurent et al. [7], les données en bleu proviennent de l'analyse des quasars de eBOSS dans Laurent et al. [8] et les données tracées en noir proviennent de Croom et al. [13]. Les points noirs sont ajustés par la loi empirique tracée en gris tireté.

1.4.1.5 Beta des quasars

Dans la section 1.4.1.2 nous avons expliqué que la vitesse propre du quasar rentrait en compte lors de la mesure de la distance Terre-quasar. Cette contribution produit une distorsion de la fonction de corrélation dans l'espace des redshifts (RSD : *Redshift Space Distortion*). C'est l'effet Kaiser (Kaiser [9]).

Afin de comprendre cet effet, il faut noter que de même qu'il y a une auto-corrélation du champ de densité ($\delta \times \delta$), il y a une corrélation croisée entre le champ de densité et le champ de vitesse ($\delta \times v$), et aussi une auto-corrélation du champ de vitesse ($v \times v$). Le schéma 1.17 donne une représentation de l'effet Kaiser.

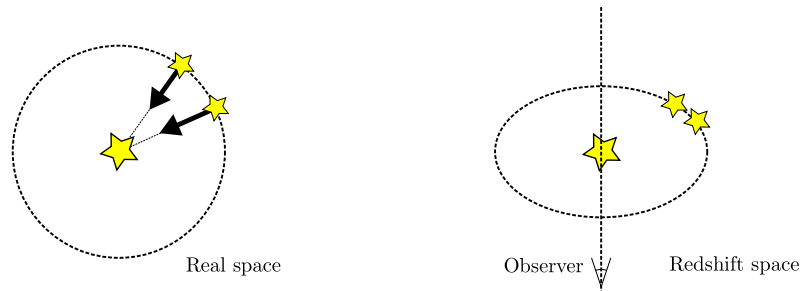


FIGURE 1.17 Représentation schématique de l'effet Kaiser. À gauche : représentation dans l'espace réel de deux quasars tombant dans un puits de potentiel. À droite : même configuration dans l'espace des redshifts, avec un observateur situé le long du petit axe de l'ellipse.

Deux quasars sont représentés au cours de leur chute dans un puits de potentiel. Dans l'espace réel, à gauche, ces deux quasars se trouvent à la même distance du centre de la surdensité, ainsi leur vitesse est semblable. En revanche, dans l'espace des redshifts, à droite, les quasars se retrouvent situés à des distances apparentes différentes du puits de potentiel. Il y a ainsi un effet de distorsion de l'espace apparent. Comme le montre l'équation 1.74, cette distorsion est encodée dans le redshift mesuré. Nous avons ainsi :

$$z_{measured} = z_{cosmo.} + \frac{v_{\parallel}}{c} (1 + z_{cosmo.}), \quad (1.78)$$

La forme de la distorsion de la fonction de corrélation est donnée par le paramètre β_q , défini par :

$$b_q(z)\beta_q(z) = f(z), \quad (1.79)$$

où f est la dérivée logarithmique du facteur de croissance des structures (*growth rate of structure*). Il peut être approximé par $f(z) = \Omega_m^{0.55}(z)$ (voir Eisenstein and Hu [14] pour des formules approchées). La figure 1.18 donne l'évolution de $f(z)$ et de $\beta_q(z)$ selon l'équation 1.77 et l'équation 1.79.

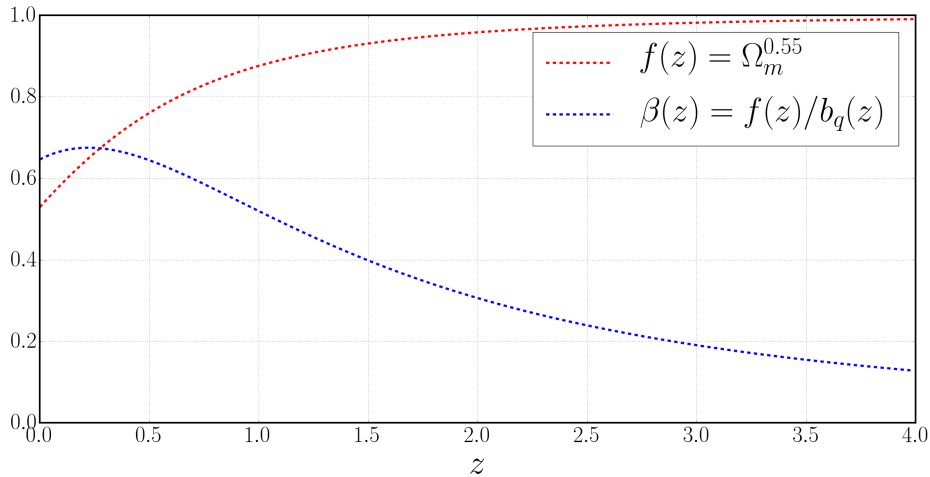


FIGURE 1.18 Évolution de f : la dérivée logarithmique du facteur de croissance des structures et de β_q : le paramètre de RSD.

1.4.2 Les forêts Lyman- α

1.4.2.1 Définition

Avant d'expliquer ce que sont les forêts Lyman- α il est important de rappeler ce qu'est la raie Lyman- α . La série de Lyman, du nom de Harvard Theodore Lyman, donne toutes les transitions électroniques des états excités ($n \geq 2$) de l'atome d'hydrogène vers son état fondamental ($n = 1$) et se traduit par l'émission d'une série de raies spectrales dans l'ultraviolet. Elle a été découverte entre 1906 et 1914. La première raie de Lyman, et donc la moins énergétique, est la raie Lyman- α ($\text{Ly}\alpha$). Elle donne la différence d'énergie entre l'état $n = 2$ et l'état $n = 1$. Sa longueur d'onde dans le vide est $\lambda_{\text{line}} = 1215.67 \text{ \AA}$. De même, la seconde raie de Lyman est dénommée $\text{Ly}\beta$ et donne la différence d'énergie entre l'état $n = 3$ et l'état $n = 1$, sa longueur d'onde dans le vide est $\lambda_{\text{line}} = 1025.72 \text{ \AA}$.

L'excitation $\text{Ly}\alpha$, ou raie d'absorption, est un processus qui consomme de l'énergie afin de faire passer un électron du niveau fondamental au premier niveau. C'est ce processus qui est mis en jeu dans les forêts- $\text{Ly}\alpha$. La désexcitation $\text{Ly}\alpha$, ou raie d'émission, est un processus qui produit de l'énergie lors du passage de l'électron du premier niveau au niveau fondamental. C'est ce processus qui est mis en jeu dans la raie d'émission $\text{Ly}\alpha$ visible en figure 1.13.

Les forêts Lyman- α ont été découvertes en 1970 par Roger Lynds dans l'observation du quasar 4C 05.34, qui possède un redshift $z_{\text{QSO}} = 2.877$ et qui était l'objet le plus distant détecté à cette époque. Ces forêts s'observent comme un déficit de lumière dans le spectre d'objets comme les galaxies et les quasars. Ce déficit est dû à l'absorption du flux de l'objet par l'hydrogène neutre présent dans l'IGM.

La figure 1.19 présente un schéma du processus d'absorption. Dans la partie supérieure nous pouvons voir un quasar qui émet un rayon lumineux monochromatique. Celui-ci se déplace sans rencontrer de nuages d'hydrogène neutre et nous arrive non-absorbé. Dans la partie du milieu, le rayon traverse un nuage mais sa longueur d'onde dans le référentiel du nuage n'est pas celle de l'excitation Lyman- α , il n'est donc pas absorbé. Enfin, dans la partie inférieure, le rayon rencontre un gaz d'hydrogène neutre, sa longueur d'onde est celle de l'excitation du premier niveau, il est donc partiellement ou intégralement absorbé.

Ainsi, pour qu'il y ait absorption $\text{Ly}\alpha$, il faut que la longueur d'onde du rayon lumineux dans le référentiel de l'hydrogène neutre soit égale à λ_{line} . Or, nous ne vivons pas dans un Univers

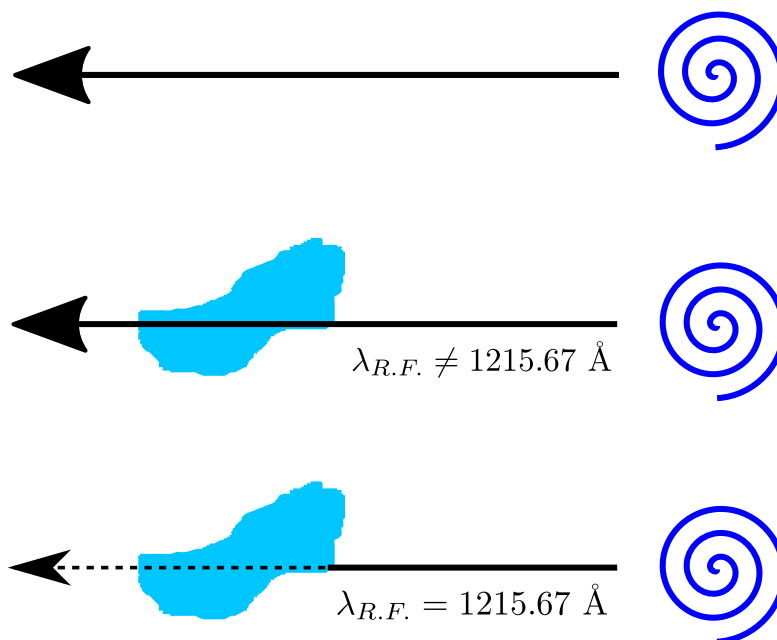


FIGURE 1.19 Schéma d'explication de la forêt- $\text{Ly}\alpha$, les longueurs d'onde sont dans le référentiel du nuage. En haut, un rayon lumineux monochromatique traverse le cosmos jusqu'à nous sans rencontrer de nuage d'hydrogène neutre. Au milieu, le rayon traverse un nuage sans être absorbé. En bas, il est partiellement absorbé par un nuage.

statique. Non seulement les galaxies et l'hydrogène possèdent une vitesse propre, mais l'Univers entier est en expansion. Ainsi, la longueur d'onde du rayon va subir un effet Doppler. À cause de l'expansion de l'Univers cet effet est dominé par le redshift cosmologique. Ainsi, si dans le référentiel du nuage d'hydrogène neutre, la galaxie est à un redshift z et émet un rayon lumineux de longueur d'onde $\lambda_{\text{Emit.}}$; alors celui-ci observe une longueur d'onde :

$$\lambda_{\text{Obs.}} = \lambda_{\text{Emit.}}(z + 1) > \lambda_{\text{Emit.}} \quad (1.80)$$

Ainsi, pour qu'une longueur d'onde ait une chance d'être absorbée par l'hydrogène neutre il faut que sa longueur d'onde $\lambda_{\text{Emit.}}$ soit plus petite que la longueur d'onde de la transition $\text{Ly}\alpha$. La forêt- $\text{Ly}\alpha$ se situe ainsi à la gauche de la raie d'émission $\text{Ly}\alpha$.

De la même manière, l'hydrogène neutre peut subir une excitation $\text{Ly}\beta$, qui commence ainsi à gauche de la raie d'émission $\text{Ly}\beta$. Afin de ne pas confondre ces deux types de raies d'absorption, la forêt- $\text{Ly}\alpha$ est délimitée par l'espace entre ces deux raies d'émission.

La figure 1.20 donne un exemple de spectre de quasar dans SDSS-III. La ligne bleue donne une reconstruction du spectre non-absorbé dans la zone de la forêt- $\text{Ly}\alpha$. Le panneau du haut donne

le spectre complet. Nous voyons clairement qu'à gauche de la raie d'émission Ly α , beaucoup de raies d'absorption sont présentes. Le panneau du bas montre un agrandissement de la forêt.

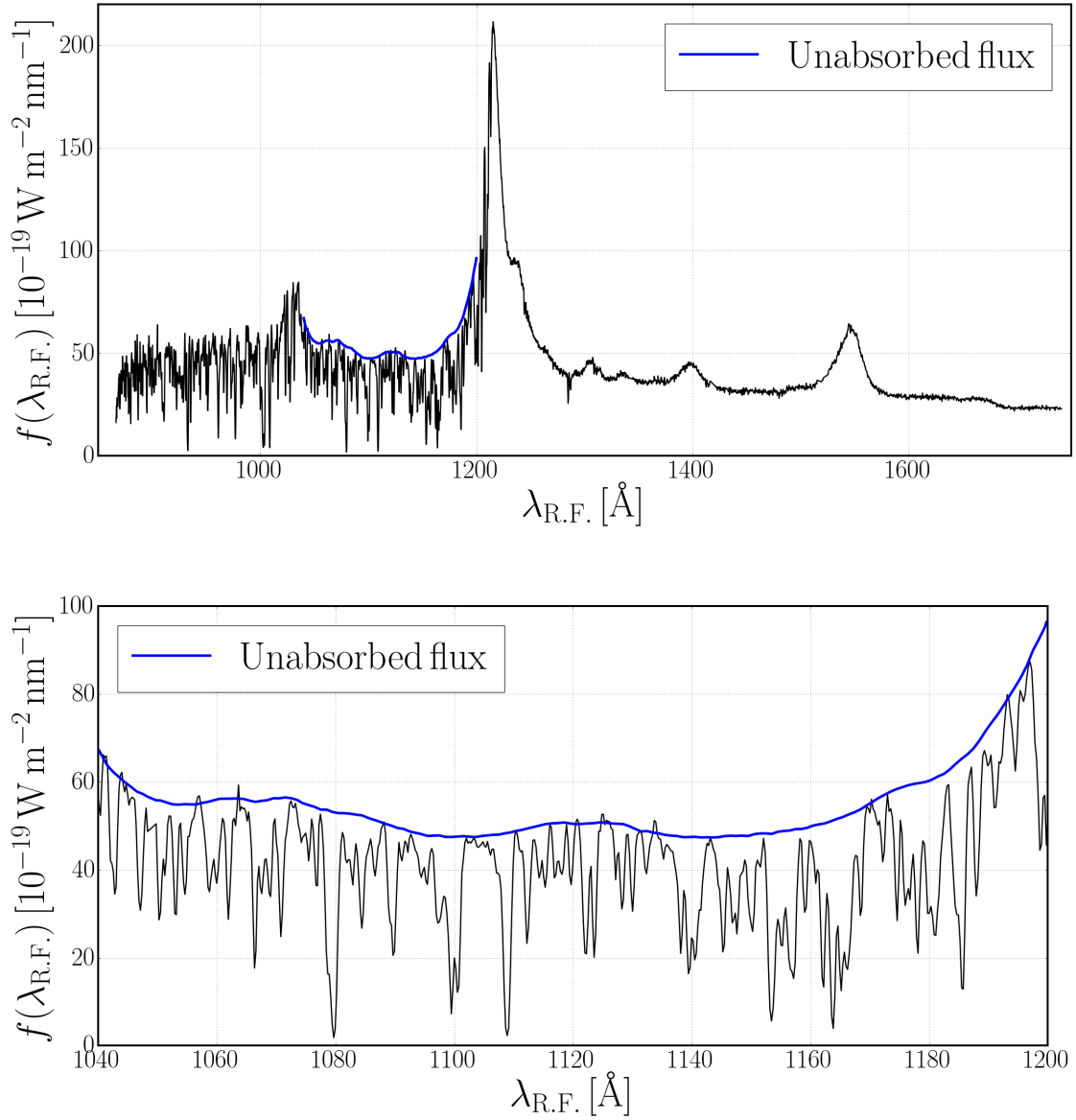


FIGURE 1.20 Spectre du quasar SDSS de redshift $z_{QSO} = 3.16$, de SNR par pixel dans la forêt-Ly α $\overline{SNR} = 33$, de magnitude $mag_r = 17$ et de référence : (thingID, plate, MJD, fiberId) = (402945495, 4646, 55622, 358). Les données sont en noir et en bleu est présenté le flux non-absorbé dans la forêt-Ly α . Le spectre entier ainsi qu'un agrandissement sur la forêt-Ly α sont donnés. Rappel : le SNR moyen des observations SDSS de quasars dans la forêt-Ly α est environ 3, ce quasar n'est donc pas représentatif des observations.

1.4.2.2 Traceur de la matière

L'hydrogène est d'origine primordiale, c'est-à-dire qu'il a été produit dans les premiers instants de l'Univers (avant l'âge du découplage baryon-photon). Comme l'explique Cieplak and Slosar [15], il peut être utilisé pour mesurer la croissance des grandes structures et notamment l'échelle acoustique des oscillations de baryons. Il trace les fluctuations de densités du gaz d'hydrogène pour des redshifts entre $z = 1.7$ et $z = 4-5$. À plus bas redshift, le gaz est presque intégralement ionisé et les longueurs d'onde UV (Ultraviolet) sont absorbées par l'atmosphère rendant une observation depuis le sol impossible. À plus haut redshift, l'Univers devient opaque car tout le flux est quasiment absorbé. De plus, à haut redshift, de nombreuses raies d'émission de l'atmosphère s'ajoutent au signal.

Il convient maintenant de savoir ce que tracent les forêts-Ly α , ainsi que de comprendre les processus mis en jeux.

Dans la figure 1.20 nous voyons en noir le flux transmis $f_{\text{Obs.}}$ et en bleu une estimation du flux émis $f_{\text{Emit.}}$. Il est ainsi possible de définir la fluctuation de transmittance δ_F :

$$\delta_f = \frac{f_{\text{Obs.}}}{\overline{F}_{\text{Mean trans.}} f_{\text{Emit.}}} - 1, \quad (1.81)$$

où $\overline{F}_{\text{Mean trans.}}$ donne la moyenne du flux transmis à ce redshift. Le flux observé est relié au flux émis par la profondeur optique τ :

$$f_{\text{Obs.}} = e^{-\tau} f_{\text{Emit.}} \quad (1.82)$$

De cette formule nous pouvons voir que si la profondeur optique est grande, le milieu est opaque et $f_{\text{Obs.}} \rightarrow 0$. À l'opposé, si la profondeur optique est petite, le milieu est transparent et $f_{\text{Obs.}} \rightarrow f_{\text{Emit.}}$. En pratique, la profondeur optique est une fonction de la longueur d'onde. Ainsi, nous pouvons voir sur le spectre de la figure 1.20, que les longueurs d'onde plus grandes que $\lambda_{\text{line}} = 1215.67 \text{ \AA}$ ne sont quasiment pas absorbées et que les longueurs d'onde plus petites le sont.

Finalement, à partir des équations 1.81 et 1.82 nous obtenons la relation donnant la fluctuation du flux :

$$\delta_F = \frac{e^{-\tau}}{\langle e^{-\tau} \rangle} - 1. \quad (1.83)$$

Il convient maintenant de relier la profondeur optique aux fluctuations primordiales. Pour cela, il faut utiliser la loi de Beer-Lambert qui donne la variation de la profondeur optique $d\tau$ en fonction

de la densité volumique d'absorbeur n_H (l'hydrogène neutre), la section efficace d'interaction entre le rayon lumineux et l'absorbeur σ_1 , et la variation de longueur de parcours de la lumière dr . Cette loi donne :

$$d\tau = n_H \sigma_1 dr. \quad (1.84)$$

La figure 1.21 présente un schéma de l'absorption d'un photon d'énergie E_γ par un atome d'hydrogène neutre.

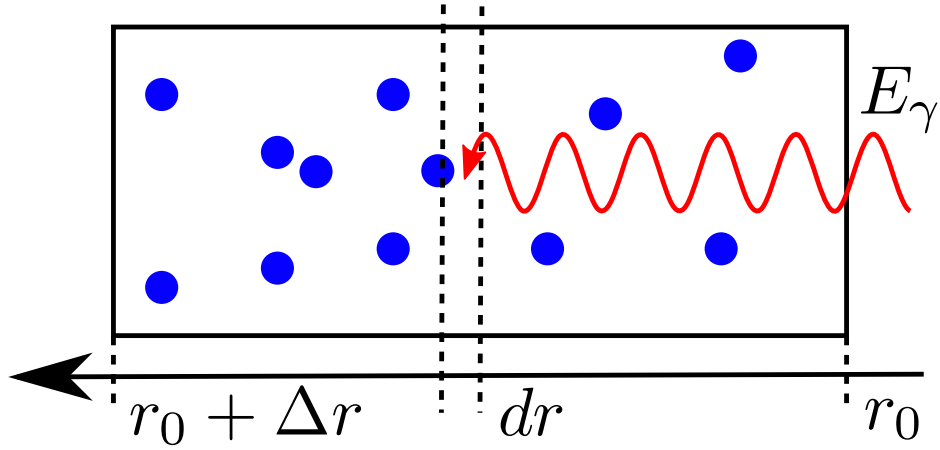


FIGURE 1.21 Schéma représentant l'absorption possible d'un photon d'énergie E_γ par un atome d'hydrogène neutre.

Calculons maintenant la section efficace σ_1 . Si les atomes d'hydrogène sont au repos alors :

$$\sigma_1 = \begin{cases} \sigma_{Ly\alpha} & , \text{ si } E_\gamma = E_{Ly\alpha} \\ 0 & , \text{ sinon} \end{cases} \quad (1.85)$$

où $\sigma_{Ly\alpha}$ donne la section efficace de la raie $Ly\alpha$ et $E_{Ly\alpha}$ est l'énergie de cette raie. En revanche, si maintenant les atomes ne sont pas au repos et possèdent une vitesse parallèle à la ligne de visée $v_{\parallel}(r)$:

$$\sigma_1 = \begin{cases} \sigma_{Ly\alpha} & , \text{ si } E_\gamma(1 - \frac{v_{\parallel}(r)}{c}) = E_{Ly\alpha} \\ 0 & , \text{ sinon} \end{cases} \quad (1.86)$$

Nous noterons alors :

$$\sigma_1 = \sigma_{Ly\alpha} f \left[E_\gamma(1 - \frac{v_{\parallel}(r)}{c}) - E_{Ly\alpha} \right] \quad (1.87)$$

où f est une fonction, par exemple le delta de Dirac. Il découle ainsi que :

$$\tau = \int_{r_0}^{r_0 + \Delta r} dr \sigma_{Ly\alpha} n_H f \left[E_\gamma(1 - \frac{v_{\parallel}(r)}{c}) - E_{Ly\alpha} \right] \quad (1.88)$$

qui se simplifie en :

$$\tau = \sigma_{\text{Ly}\alpha} \int_{v_{\parallel}(r_0)}^{v_{\parallel}(r_0+\Delta r)} dv_{\parallel} \frac{n_H}{v'_{\parallel}} f \left[E_{\gamma} \left(1 - \frac{v_{\parallel}}{c} \right) - E_{\text{Ly}\alpha} \right] \quad (1.89)$$

où $v'_{\parallel} = \frac{dv_{\parallel}}{dr}$ est le gradient de vitesse.

Il faut maintenant déterminer la densité d'hydrogène neutre dans l'Univers. Les phénomènes faisant varier cette densité sont nombreux : ionisation de l'IGM, formation non linéaire des structures comme les galaxies, les quasars ou les étoiles... L'ionisation est le phénomène le plus important qui entre les redshifts $z = 6 - 7$ et les redshifts $z = 1 - 2$ a totalement ré-ionisé l'Univers. Les autres processus peuvent être ainsi négligés. Ce processus a pour réaction :



Nous pouvons supposer que cette réaction est à tout moment à l'équilibre ; nous avons alors l'égalité des taux de réaction :

$$\Gamma_{\gamma H} = \Gamma_{e^- p} \quad (1.91)$$

Le taux d'ionisation $\Gamma_{\gamma H}$ est donné par la densité de photon d'énergie supérieure à l'énergie de ionisation de l'hydrogène, $R_H = 13.6$ eV, qui est notée $n_{\gamma UV} = n_{\gamma}(E_{\gamma} > R_H)$. Mais aussi par la densité d'atome d'hydrogène neutre n_H et la section efficace de ionisation σ_{Ioni} . Il en suit alors que :

$$\Gamma_{\gamma H} = n_{\gamma UV} n_H \sigma_{\text{Ioni}} \frac{c + v}{\sqrt{1 - \frac{v}{c}}}. \quad (1.92)$$

Bien que la vitesse de l'IGM soit assez grande : $v \approx 100$ km s⁻¹, elle reste négligeable face à celle de la lumière, nous pouvons ainsi négliger v . Le taux de ionisation se réduit alors à :

$$\Gamma_{\gamma H} = c n_{\gamma UV} n_H \sigma_{\text{Ioni}}. \quad (1.93)$$

Le taux de combinaison $\Gamma_{e^- p}$ est donné par la densité d'électrons et la densité de protons qui sont approximativement égales à celle des baryons n_b , par la section efficace de combinaison σ_{ep} et par la vitesse relative des deux espèces $v_p \ll v_e = \sqrt{\frac{2k_b T}{m_e}}$. Ce qui se réduit en :

$$\Gamma_{ep} = n_b^2 \sigma_{ep} \sqrt{\frac{2k_b T}{m_e}}. \quad (1.94)$$

Ainsi, l'équation 1.91 se réduit en :

$$n_H = \left(\frac{\sigma_{ep} \sqrt{\frac{2k_b}{m_e}}}{c\sigma_{Ioni.}} \right) \frac{n_b^2 \sqrt{T}}{n_{\gamma UV}} \quad (1.95)$$

Finalement, il est possible de réécrire l'équation 1.89 avec l'expression de la densité d'hydrogène neutre, cela donne :

$$\tau = \left(\frac{\sigma_{Ly\alpha} \sigma_{ep} \sqrt{\frac{2k_b}{m_e}}}{c\sigma_{Ioni.}} \right) \int_{v_{\parallel}(r_0)}^{v_{\parallel}(r_0+\Delta r)} dv_{\parallel} \frac{n_b^2 \sqrt{T}}{v'_{\parallel} n_{\gamma UV}} f \left[E_{\gamma} \left(1 - \frac{v_{\parallel}}{c} \right) - E_{Ly\alpha} \right] \quad (1.96)$$

Après cette longue démonstration, l'équation 1.96 et l'équation 1.83 nous donnent l'équation suivante :

$$\delta_F(z) = \frac{A(n_b, T, v'_{\parallel}, n_{\gamma UV})}{B(z)} - 1. \quad (1.97)$$

Ainsi, la fluctuation de flux δ_F est une fonction de la densité de baryon, de leur température, du gradient de leur vitesse et aussi du flux de photon UV. Cette équation permettra de mieux comprendre et mieux appréhender les différents ingrédients physiques introduits dans le modèle des différentes fonctions de corrélation (voir section 5.1). L'approximation de Gunn-Peterson des fluctuations, décrite dans Croft et al. [16] donne une estimation des fluctuations de profondeur optique en fonction des fluctuations relatives de densités :

$$\tau(\vec{r}, z) = a(z) e^{\gamma(z) G(z) \delta(\vec{r})}, \quad (1.98)$$

où $a(z)$ et $\gamma(z)$ sont des fonctions du redshift et $G(z)$ est le facteur de croissance des structures. Cette approximation est utilisée dans les simulations afin de transformer le champ de fluctuation de densité en champ de fluctuation de transmission de flux par le Lyman- α .

1.4.2.3 Biais et beta des Ly α

Comme nous l'avons fait pour les quasars, il est maintenant temps de définir le biais des pixels d'une forêt-Ly α . Sur une échelle assez importante pour que les fluctuations des différents paramètres de l'équation 1.97 soient assez faibles, il est possible d'en faire un développement limité.

La fluctuation d'absorption est alors donnée par :

$$\delta_F = b_\delta \delta + b_\eta \eta + b_\Gamma \delta_\Gamma, \quad (1.99)$$

où δ représente les fluctuations de densités, η les fluctuations de gradient de vitesse et δ_Γ les fluctuations de photo-ionisation : UV. Les b_i donnent les biais relatifs à chacun de ces trois effets. Finalement ces effets donnent un biais des forêts-Ly α qui évolue comme $b_{\text{Ly}\alpha}(z) \propto (1+z)^{2.9}$, comme mesuré dans McDonald et al. [17]. Dans cette étude, nous mesurerons aussi cette évolution (voir la section 4.1.4). Le biais a été mesuré dans l'étude de l'auto-corrélation par Bautista et al. [18] : $b_{\text{Ly}\alpha}(z = 2.34) = -0.122 \pm 0.004$. Le biais est défini négatif car l'hydrogène se présente dans les spectres comme une absorption.

Si nous ignorons les fluctuations de ionisation (Γ), nous pouvons montrer que le paramètre de RSD $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ est donné par :

$$\frac{\beta_{\text{Ly}\alpha}(z)b_\delta(z)}{b_\eta(z)} = f(z). \quad (1.100)$$

Cette equation est similaire à l'équation 1.79 donnant β_q . En revanche, ici, le paramètre de RSD n'est pas seulement donné par b_δ mais aussi par les fluctuations du gradient de vitesse. Il y a peu ou pas de mesure de l'évolution de $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ avec le redshift au moment de la rédaction de ce manuscrit. L'étude de l'auto-corrélation des pixels de différentes forêts dans plusieurs intervalles de redshift donnera sûrement cette évolution dans les programmes à venir. Pour le moment, ce paramètre a été mesuré dans l'étude de l'auto-corrélation par Bautista et al. [18] : $\beta_{\text{Ly}\alpha}(z = 2.3) = 1.663 \pm 0.085$.

1.5 Métaux dans le milieu intergalactique

Dans le milieu intergalactique, il n’y a bien sûr pas seulement de l’hydrogène. Ainsi par exemple, une grande quantité d’hélium est présente. Celle-ci provient, tout comme l’hydrogène, de la nucléosynthèse primordiale. C’est-à-dire qu’ils ont été produits peu après le Big Bang. La figure 1.22 donne le tableau périodique des éléments avec leur origine cosmique. Les éléments plus lourds que le bore sont produits efficacement dans les étoiles et lors de leur explosion. Nous nous intéresserons surtout dans ce manuscrit au magnésium, au carbone et au silicium.

Big Bang		Cosmic rays		Large stars		Small stars		Supernovae		Man-made																																																																																												
B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe	Cs	Ba	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn	Fr	Ra	La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr				
H	He	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe	Cs	Ba	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn	Fr	Ra	La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr

FIGURE 1.22 Tableau périodique des éléments avec leur origine cosmique⁶.

Une table recensant toutes les transitions atomiques détectées dans cette analyse est donnée dans le tableau A.3 de l’annexe A.

Dans le vocabulaire des astrophysiciens et des cosmologistes, tout élément plus lourd que l’hélium est nommé métal, nous suivrons ici aussi cet abus de langage.

Il y a une grande différence entre l’hydrogène et les métaux. En effet, l’hydrogène est primordial, il est partout et suit les fluctuations primordiales. En revanche, les métaux sont pour la plupart liés aux étoiles, et ainsi aux structures non linéaires de l’Univers. Il ne peut donc y avoir des métaux partout mais seulement là où il y a des étoiles. En d’autres termes, l’hydrogène neutre forme un champ continu et les métaux un champ discontinu.

Dans cette étude, les métaux interviennent sous deux effets : comme contamination de la forêt- $\text{Ly}\alpha$ et comme traceur des fluctuations de matière.

6. https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Nucleosynthesis_periodic_table.svg

1.5.1 Nuisance pour les forêts Lyman- α

Comme nous l'avons vu dans la section 1.4.2 les surdensités de gaz d'hydrogène neutre apparaissent dans le spectre d'un quasar comme une absorption à gauche de la raie d'émission Ly α . Ainsi, dans le spectre de quasar présenté en figure 1.23 nous pouvons voir un grand nombre de raies d'absorption en ce lieu du spectre : $\lambda_{R.F.} > 1215.67 \text{ \AA}$. Seulement, nous n'avons aucun moyen d'être certain qu'elles sont bien liées au gaz d'hydrogène neutre. Il est tout à fait possible qu'elles soient en réalité des absorption de gaz de métaux, comme le CIV, situées à plus bas redshift. Ainsi, dans cette figure nous pouvons voir à droite de la raie d'émission Ly α des raies d'absorption de métaux. Une dizaine y est visible dans les forêts SiIV ($\lambda_{R.F.} \in [1286, 1380] \text{ \AA}$) et CIV ($\lambda_{R.F.} \in [1410, 1530] \text{ \AA}$). De telles raies d'absorption peuvent aussi être présentes dans la forêt-Ly α .

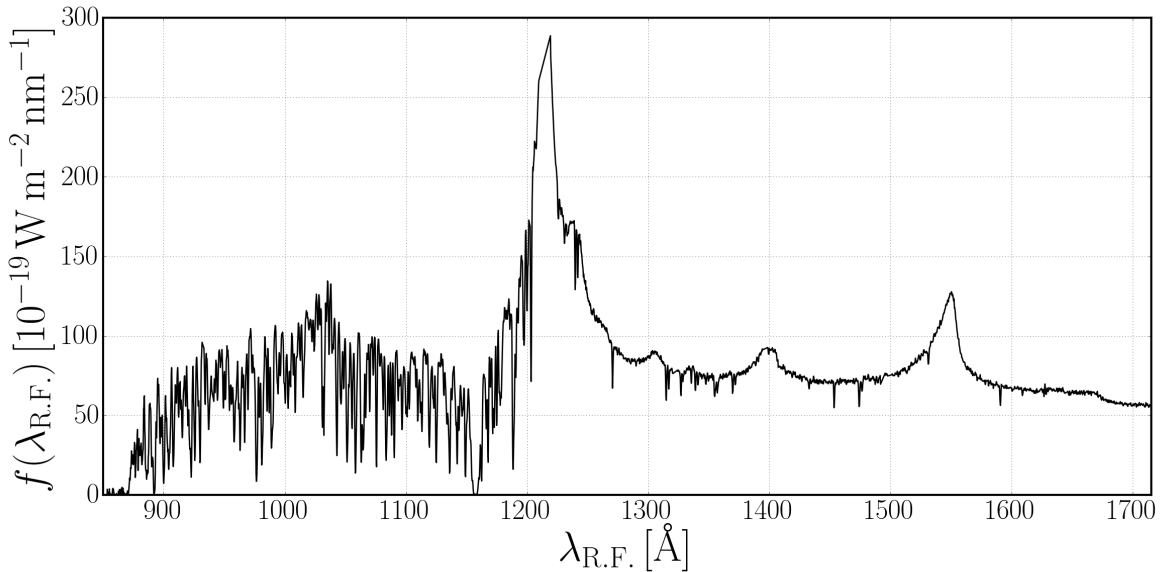


FIGURE 1.23 Spectre d'un quasar SDSS présentant de nombreuses raies d'absorption de métaux. Il possède un redshift $z_{QSO} = 3.22$, un SNR par pixel $\overline{SNR} = 60.1$, une magnitude $mag_r = 16.3$ et est référencé par : (thingID, plate, MJD, fiberID) = (475861128, 3675, 55183, 464). Des raies d'absorption sont visibles à droite de la forêt-Ly α . Les pixels du sommet de la raie Ly α sont coupés à cause du critère sur le AND_MASK (voir section 3.2.1).

Heureusement, le biais des métaux est inférieur à celui du Ly α (en valeur absolue). Cela peut très bien se voir sur cette même figure. En effet, il y a beaucoup plus d'absorption à gauche de la raie Ly α qu'à droite. Seule une évolution brutale ($f(\lambda_{R.F.} < 1215 \text{ \AA})$ vs. $f(\lambda_{R.F.} > 1215 \text{ \AA})$) du biais des métaux pourrait expliquer ce changement de régime d'absorption. Une telle évolution n'est pas observée par l'étude du spectre de puissance 1D présentée dans Palanque-Delabrouille et al.

[19]. De même, cette évolution n'est pas non plus observée lors de notre étude (voir section 4.1.4). Nous nous efforcerons dans ce manuscrit de mesurer le biais des métaux afin d'évaluer le niveau de nuisance qu'ils imposent à la fonction de corrélation croisée et à la fonction d'auto-corrélation.

Ainsi, la première source de nuisance est de confondre une absorption Ly α avec celle d'un métal. La figure 1.24 donne dans la partie du haut cette forme de contamination. Une raie d'absorption associée au CIV, de redshift $z_{line,true} = \frac{\lambda_{Obs.}}{\lambda_{R.F.,CIV}} - 1$ est interprétée comme une raie d'absorption Ly α , de redshift $z_{line,false} = \frac{\lambda_{Obs.}}{\lambda_{R.F.,Ly\alpha}} - 1 > z_{line,true}$. Il y a en quelque sorte une erreur sur le redshift de la corrélation. Cette corrélation est calculée pour une raie d'absorption et un quasar, ou pour deux raies d'absorption.

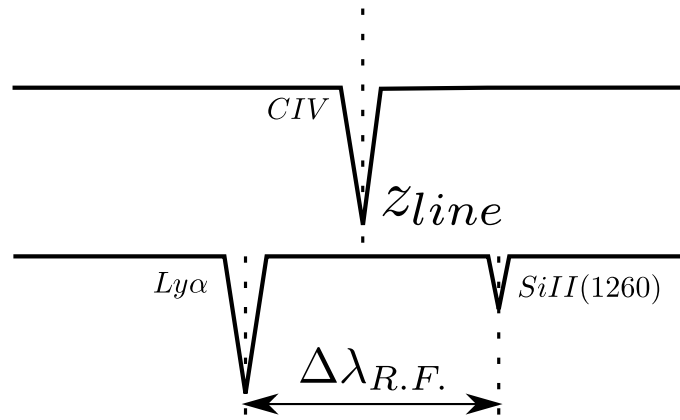


FIGURE 1.24 Schéma des deux formes de contamination des métaux pour la forêt-Ly α . En haut : une raie d'absorption est mal interprétée comme une Ly α alors qu'elle est issue du CIV. En bas : une raie SiII(1260) est associée à une raie Ly α .

Une autre forme de contamination est due au fait que les surdensités d'hydrogène neutre sont corrélées aux surdensités de métaux. Ainsi, il y a une forte probabilité de trouver deux raies d'absorption qui tracent la même surdensité. L'une est associée à l'absorption Ly α par exemple, l'autre à un métal. Cet effet est le plus visible et le plus important pour la fonction d'auto-corrélation de la forêt-Ly α . La figure 1.24 donne dans la partie du bas cette forme de contamination. Une raie d'absorption du SiII(1260) est associée à une raie Ly α , nous avons alors $\Delta\lambda_{R.F.} = -45 \text{ \AA}$ ou encore $\frac{\lambda_{SiII(1260)}}{\lambda_{Ly\alpha}} = 1.037$.

Il est important de noter que cette dernière contamination ne met pas en jeu tous les couples possibles de Ly α - métal et métal - métal. En effet, la forêt-Ly α étant définie pour des longueurs d'onde $\lambda_{R.F.} \in [1040, 1200] \text{ \AA}$, seules les raies distantes de moins de 160 \AA peuvent présenter une corrélation. Ainsi, la corrélation SiII(1260)-Ly α est présente car $|\Delta\lambda_{R.F.}| = 45 \text{ \AA}$. En revanche, la corrélation CIV(1551)-Ly α n'est pas visible car $|\Delta\lambda_{R.F.}| = 335 \text{ \AA}$. Pour finir, la corrélation CIV(1551)-CIV(1548) est présente car $|\Delta\lambda_{R.F.}| = 2.6 \text{ \AA}$.

La figure 1.25 présente les deux formes de contamination par les métaux. Ces deux panneaux montrent schématiquement les fonctions d'auto-corrélation des forêts-Ly α à gauche et de corrélation croisée forêts-Ly α - quasar à droite. Dans les deux panneaux, les courbes bleues donnent ce que nous cherchons à mesurer, c'est-à-dire le Ly α , les courbes vertes donnent le premier type de contamination par les métaux et la courbe orange donne le second type de contamination. Enfin, les courbes rouges donnent la somme des différentes contributions, elles donnent ainsi une représentation de ce que nous mesurons dans cette analyse.

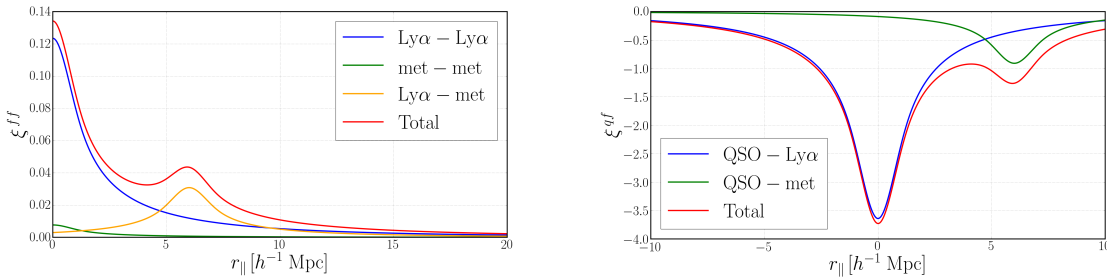


FIGURE 1.25 Schémas des fonctions d'auto-corrélation des forêts-Ly α à gauche et de corrélation croisée forêts-Ly α - quasar à droite. Dans les deux panneaux, les courbes bleues donnent le signal sans contamination des métaux, les courbes vertes donnent le premier type de contamination et la courbe orange donne le deuxième type. Les courbes rouges donnent la somme des différentes contributions. Dans cette représentation : $b_{\text{Ly}\alpha} = -0.122$, $b_{\text{Met}} = -0.031$, $b_{\text{QSO}} = 3.6$ et $\Delta r_{\parallel}^{\text{Ly}\alpha\text{-met}} = 6 h^{-1} \text{ Mpc}$.

La première forme de contamination est de traiter une absorption métallique comme une absorption Ly α . Il y a alors une erreur sur le redshift. Dans l'auto-corrélation, à gauche de la figure 1.25, cette contamination prend la forme de l'ajout de l'auto-corrélation métal - métal. Cette contribution est donnée en vert dans le panneau. Dans la corrélation croisée, à droite de cette même figure, cette contamination prend une forme différente. La contribution en plus d'être à un redshift différent, est aussi décalée sur l'axe des séparations parallèles à la ligne de visée. Nous observons ainsi deux pics (ou plutôt deux creux) de corrélations.

La seconde forme de contamination provient de la corrélation entre une absorption Ly α et une absorption métallique, ou bien entre deux absorptions métalliques différentes. Celle-ci n'a d'impact que sur l'auto-corrélation. Elle prend la forme d'un pic de corrélation à un redshift différent et également décalée sur l'axe des séparations parallèles à la ligne de visée. Cette contamination est plus importante que la première.

1.5.2 Traceur de la matière

Bien sûr, ce qui est nuisance pour certains est signal pour d'autres. Ainsi, comme nous l'avons remarqué plus haut, les métaux tracent aussi les surdensités de matière de l'Univers. Il est ainsi possible, de manière analogue à la forêts- $\text{Ly}\alpha$, de définir des forêts de métaux : MgII , CIV , SiIV ... Et avec cela il est possible de déterminer la fonction de corrélation de la matière, de déterminer le biais et le β de ces métaux et pourquoi pas les paramètres BAO que nous avons définis précédemment. Ainsi, il est possible de fournir des informations cosmologiques et astrophysiques, tels le facteur de Hubble ou bien le taux de supernovæ. Il y a deux grandes difficultés posées par ces mesures. Le premier aspect est que le biais des métaux étant plus faible que le biais des $\text{Ly}\alpha$, la mesure de la fonction de corrélation sera moins bien précise à statistique équivalente. L'ordre de grandeur des biais des métaux est de 2 – 8 % du biais des forêts- $\text{Ly}\alpha$. Le deuxième aspect est que les raies MgII , CIV et SiIV , par exemple, sont des doublets avec une différence de longueur d'onde d'environ 6 – 9 Å. Ainsi, cette mesure donne la somme de deux fonctions de corrélation avec deux biais et deux β similaires mais différents, ce qui complique fortement la mesure. Par comparaison, le doublet de structure fine du $\text{Ly}\alpha$ a une différence de longueur d'onde de 0.006 Å, ce qui ne peut être visible avec la résolution du spectrographe de SDSS.

Chapitre 2

L'expérience BOSS de SDSS-III

« - Simba, je vais te raconter ce que me disait mon père. Regarde le ciel. Les rois des siècles passés nous contemplent du haut des étoiles.

- C'est vrai ?

- Oui. Chaque fois que tu te sentiras seul, n'oublie pas que tous ces rois seront là pour te guider et que je serai parmi eux. »

Le Roi Lion

1994

Walt Disney Pictures

2.1 SDSS : Sloan Digital Sky Survey

2.1.1 SDSS-I et SDSS-II

Le Sloan Digital Sky Survey a été pensé durant les années 1980, son but premier étant la compréhension des structures à grande échelle dans l'Univers. Le développement rapide des capteurs CCDs joint à l'explosion des capacités en traitement de données, ont rendu possible l'idée d'un relevé du ciel, à la fois profond et étendu. Le projet a abouti à la construction d'un télescope de 2.5 m de diamètre, de type Ritchey-Chrétien, basé à l'Apache Point Observatory au Nouveau Mexique (États-Unis). Situé à 2800 mètres d'altitude, ce télescope a débuté les observations en 2000. Il est décrit en section 2.4.1.

De 2000 à 2005 puis de 2005 à 2008, les deux premières générations du SDSS ont mené un relevé photométrique multi-bandes couvrant environ $11,600 \text{ deg}^2$ du ciel de l'hémisphère Nord ainsi qu'un relevé spectroscopique. La combinaison des données astrométriques du relevé photométrique et des redshifts des objets, déterminés grâce aux données spectroscopiques, permet la création d'une carte en trois dimensions d'une partie de notre Univers. À la fin de SDSS-II, cette carte contenait plus de 930,000 galaxies, 120,000 quasars et 460,000 étoiles. Cette carte, ainsi que les spectres des objets ont été rendus publics lors de la septième publication de données de SDSS (DR7 : Data Release 7) et sont accessibles via le site web de SDSS¹.

L'étude de cette carte et notamment de la distribution des objets qu'elle contient, a eu un impact considérable sur nos connaissances en astrophysique et en cosmologie. Parmi les résultats scientifiques majeurs du SDSS se trouve la première détection à 3.6σ des oscillations acoustiques de baryons par Eisenstein et al. [20]. Effectuée à l'aide d'un sous-échantillon de plus de 46,000 galaxies lumineuses rouges, cette détection a permis la mesure de la distance absolue à un redshift $z = 0.35$ avec une incertitude de 5%.

2.1.2 SDSS-III

La troisième génération de SDSS a commencé à l'automne 2008, à la suite de SDSS-II. Basée sur le même télescope que les générations précédentes, elle est constituée de quatre relevés différents : The Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment (APOGEE), the Multi-object APO Radial Velocity Exoplanet Large-area Survey (MARVELS), the Sloan Extension for

1. <http://www.sdss.org/dr7>

Galactic Understanding and Exploration 2 (SEGUE-2) et the Baryon Oscillation Spectroscopic Survey (BOSS). Dans cette section, les trois premiers relevés cités sont brièvement présentés. Une description plus complète du relevé BOSS, sur lequel a été effectuée cette thèse, est donnée dans la suite de ce chapitre.

2.1.2.1 SEGUE-2

Le programme Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration (Aihara et al. [21]) a produit les spectres d'environ 138,000 étoiles appartenant au halo stellaire de notre galaxie. Possédant des magnitudes apparentes inférieures à 19, ces étoiles appartiennent à différentes populations mais sont toutes situées entre 10 kpc et 60 kpc du centre galactique. Combinées avec les 240,000 spectres d'étoiles obtenus par SEGUE-1 (Yanny et al. [22]), les données de SEGUE-2 révèlent la complexité des sous-structures cinématiques et chimiques du halo stellaire de la Voie Lactée. Elles nous renseignent sur comment notre galaxie s'est assemblée et enrichie en métaux.

2.1.2.2 APOGEE

Le relevé Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment (Alam et al. [23]) a observé environ 160,000 étoiles situées en différents endroits de notre galaxie (bulbe, disque, bar et halo). En mesurant précisément les vitesses particulières ainsi que la composition chimique des étoiles, APOGEE étudie la dynamique ainsi que l'histoire chimique de notre galaxie.

2.1.2.3 MARVELS

Le programme Multi-object APO Radial Velocity Exoplanet Large-area Survey (Alam et al. [23]) était un relevé spectroscopique visant à observer 11,000 étoiles brillantes de notre galaxie. MARVELS devait observer chaque étoile entre 25 et 35 fois sur une période de 18 mois, étudiant leur vitesse radiale, à la recherche d'exoplanètes gazeuses géantes. Démarré à l'automne 2008, ce relevé visait à contraindre les modèles théoriques de formation et d'évolution des systèmes à planètes géantes. La résolution des spectres requise pour détecter les exoplanètes géantes n'ayant pas été atteinte, ce projet a été arrêté en 2012.

2.2 Objectifs de BOSS

Comme son nom l'indique, le Baryonic Oscillation Spectroscopic Survey est un relevé destiné à l'observation des BAO. Le but du relevé est d'atteindre une sensibilité suffisante pour mesurer de manière indépendante la distance de Hubble $D_H(z)$, grâce à une observation du pic acoustique le long de la ligne de visée, et la distance angulaire $D_A(z)$, grâce à une observation du même pic mais transversalement à la ligne de visée. Ces mesures peuvent alors être transformées en contraintes sur les paramètres cosmologiques tels que Ω_M , Ω_Λ , w_0 , etc. Pour obtenir de telles contraintes, BOSS mène en parallèle deux relevés spectroscopiques couvrant environ 10,000 deg² du ciel.

Le premier, dont les résultats sont décrits dans Alam et al. [24], a observé 1.2 millions de galaxies ayant des redshifts compris dans l'intervalle $0.15 < z < 0.7$ sur une surface effective de 9329 deg². Ce relevé peut lui-même être subdivisé en deux échantillons. Un premier échantillon à bas redshift de galaxies LOWZ ($0.15 < z < 0.43$ avec un décalage moyen $\bar{z} = 0.3$) complète celui commencé par SDSS-I puis repris par SDSS-II. Un second échantillon à plus grand redshift ($0.43 < z < 0.7$ pour un décalage moyen $\bar{z} = 0.57$), appelé CMASS (*constant mass*), élargit la sélection des galaxies. Ce programme a permis de mesurer la distance angulaire et la distance de Hubble sur trois bins de redshifts avec une précision de 2%. Pour la première fois, cette précision n'est plus limitée par le bruit de grenaille (*shot noise*) mais par la variance cosmique.

Le deuxième relevé a observé 160,000 quasars à grands redshifts ($2.15 < z < 3.5$) avec une densité de surface de 17 deg⁻². L'objectif est de sonder le milieu intergalactique le long de la ligne de visée de chaque quasar, via l'absorption en Ly α visible dans leur spectre. Il est alors possible de calculer la fonction d'auto-corrélation de l'hydrogène neutre du milieu interstellaire à un décalage spectral moyen $\bar{z} \approx 2.3$. Les résultats sont donnés dans Bautista et al. [18]. La mesure de la fonction de corrélation croisée de l'hydrogène neutre avec la distribution de quasar est l'objet de ce manuscrit.

En parallèle de ces deux relevés principaux, environ 5% des cibles observées par les spectrographes sont décernées à des programmes scientifiques de plus faible envergure appelés *ancillary programs*. Ces programmes sont proposés par les membres de SDSS-III et traitent d'une grande variété de sujets tels que l'étude des blazars de hautes énergies, l'étude des étoiles de très faibles masses ou de la variabilité des BAL.

2.3 Stratégie d'observation

La phase de spectroscopie, maintenant achevée, a été précédée d'une phase de photométrie multi-bandes, elle aussi achevée, venant compléter les données photométriques de SDSS et SDSS-II. La carte du ciel en deux dimensions ainsi obtenue sert de base à la sélection des objets à observer durant la phase spectroscopique. Les principales caractéristiques des deux phases du relevé sont ici décrites.

2.3.1 Phase photométrique

Entre 2000 et 2005, SDSS a produit la photométrie de 11,600 deg² du ciel de l'hémisphère Nord terrestre, dont 7600 deg² formant une région continue de l'hémisphère Nord galactique (NGC : *North Galactic Cap*). La photométrie a été obtenue dans cinq bandes différentes (u , g , r , i et z) à l'aide d'une caméra dédiée de 54 CCDs. Durant les automnes 2008 et 2009, BOSS a réutilisé la caméra de SDSS pour compléter la photométrie du pôle Sud galactique (SGC : *South Galactic Cap*), obtenant une zone continue d'environ 3100 deg². L'image finale contient plus de 932 millions d'objets détectés individuellement. L'ensemble des données a été rendu publique lors de la huitième publication de données (Data Release 8) et est disponible via le site internet du SDSS². Les principales caractéristiques techniques de la caméra utilisée pour réaliser la photométrie sont décrites en section 2.4.2.

La prise de données a été réalisée sous conditions photométriques³, lorsque la Lune était sous l'horizon et lorsque le *seeing* dans la bande photométrique r était meilleur que 2". La technique utilisée est celle du *time-delay and integrate* (TDI) *drift scanning* : le télescope est laissé fixe, pointant vers une certaine direction, tandis que le ciel défile sous l'effet de la rotation de la Terre. La caméra intègre la lumière d'un objet, de son entrée dans le plan focal, jusqu'à sa sortie. Ce mode de fonctionnement permet de minimiser le temps de lecture des CCDs (qui serait comparable au temps d'exposition pour un fonctionnement en « photographie standard ») ainsi que le temps de pointage du télescope. Il permet d'atteindre une efficacité d'observation dépassant les 90% du temps disponible. Le temps d'exposition effectif pour chaque objet est de 55 secondes dans chacune des bandes photométriques.

2. <http://www.sdss3.org/dr8/>

3. Les conditions photométriques correspondent à un ciel sans nuage, pour lequel l'extinction atmosphérique dépend simplement de la colonne d'air.

2.3.2 Phase spectroscopique

Les mesures spectroscopiques nécessitent des temps d'intégration substantiellement plus longs que les mesures photométriques. Il n'est donc pas envisageable de produire les spectres de l'intégralité des objets détectés en photométrie. La première phase du relevé spectroscopique consiste à sélectionner l'ensemble des cibles dont on souhaite faire le spectre. Une fois les cibles sélectionnées, l'étape dite du « pavage » permet d'optimiser les observations en minimisant le temps nécessaire pour achever le relevé. Une fois ces deux étapes réalisées, il est possible de démarrer les observations. Cette section présente chacune des étapes du relevé spectroscopique.

2.3.2.1 Sélection des objets cibles

La sélection des quasars a été effectuée sur une région couvrant 7578 deg^2 du NGC et 2663 deg^2 du SGC, pour un total d'environ $10,200 \text{ deg}^2$, inférieur aux $14,555 \text{ deg}^2$ de photométrie disponibles. La zone considérée a été réduite afin de se limiter aux régions hors du plan galactique. Dans cette zone considérée la sélection des objets cibles est à la fois plus complète et plus uniforme. Le manque d'information dans la bande photométrique u dans certaines régions ainsi que la volonté d'achever le relevé dans le temps imparti ont également amené à diminuer la zone dédiée à la spectroscopie.

Pour obtenir la sensibilité souhaitée sur l'échelle BAO grâce aux forêts $\text{Ly}\alpha$ des quasars à grands redshifts, il est nécessaire d'atteindre une densité moyenne de 15 quasars par deg^2 correspondant à une magnitude limite $g < 22.0$ [25, 26]. Cette sensibilité montre une dépendance linéaire à la densité de quasars observés pour un signal sur bruit fixe. L'enjeu de la sélection est donc de maximiser la densité de quasars observés. Différentes méthodes ont été développées pour sélectionner les quasars par leur photométrie. La majorité d'entre elles étudient la position des objets dans des diagrammes couleur-couleur. Ross et al. [27] ont mené une étude détaillée de la sélection des quasars pour BOSS. Dans ce manuscrit nous utilisons les quasars provenant de toutes les formes de sélections.

2.3.2.2 « Pavage » du ciel

La prise de données spectroscopiques s'effectue à l'aide de 1000 fibres optiques, insérées dans une plaque rigide positionnée au plan focal du télescope, couvrant un champ de vue de 7 deg^2

(voir section 2.4). Les plaques sont percées antérieurement aux observations, aux endroits où doivent être positionnées les fibres optiques. Ce protocole impose de découper l'intégralité des $10,000 \text{ deg}^2$ du relevé en plaques de 3° de diamètre, et d'attribuer à chaque plaque les cibles appartenant à leur champ de vue. Cette procédure, dénommée « pavage » (*tiling*), est entièrement décrite par Blanton et al. [28]. Son objectif est de maximiser le nombre de cibles se voyant assigner une fibre, tout en minimisant le nombre de plaques nécessaires pour compléter l'intégralité du relevé. Le pavage n'est pas effectué en une seule fois sur l'intégralité des $10,000 \text{ deg}^2$, mais réalisé indépendamment sur 31 morceaux, dénommés de BOSS1 à BOSS31. De cette manière le pavage peut prendre en compte les modifications d'algorithmes de sélection des objets cibles, même une fois le relevé débuté.

Sur les 1000 fibres que comporte une plaque, 80 sont positionnées à des endroits où le relevé photométrique n'a pas détecté de sources. Ces fibres dites « du ciel » permettent de mesurer la contribution du fond du ciel dans les données. 20 fibres sont également attribuées à l'observation d'étoiles de type F de la séquence principale, permettant l'étalonnage du rendement du système en fonction de la longueur d'onde. Sur les 900 fibres restantes, 5 sont attribuées à des objets également observés par d'autres plaques. Cela permet le contrôle de la reproductibilité des résultats spectroscopiques. Les 895 autres fibres se répartissent approximativement de 160 à 200 pour les cibles quasars, de 560 à 630 pour les cibles galaxies, et de 20 à 90 pour les cibles de programmes *ancillary*. La nécessité de faire se recouvrir les plaques, pour éviter la présence de trous dans la couverture du ciel, limite l'efficacité du pavage. Cette efficacité est définie comme la fraction des 895 fibres attribuées à des cibles quasars, galaxies ou *ancillary*. Elle est en moyenne de 0.927. Les fibres restantes sont attribuées à des cibles de priorités inférieures telles que des objets déjà observés.

2.3.2.3 Préparation des plaques et observations

Une fois le pavage d'une bande fixé, les plaques sont percées à l'Université de Washington, plusieurs mois avant les observations. Pour déterminer la position des trous, le temps sidéral propice à l'observation de chaque plaque est estimé. La position de chaque fibre est alors déterminée en tenant compte de la réfraction atmosphérique. Cette réfraction dépendant de la longueur d'onde, la position de la fibre ne sera pas la même suivant que l'on souhaite optimiser la partie bleue, ou la partie rouge du spectre. Pour les quasars, la position des trous est centrée sur la lumière à 4000 \AA pour maximiser le signal sur bruit dans la forêt-Ly α . Pour les galaxies, elle est optimisée

pour 5400 Å. Le plan focal à 4000 Å diffère de celui à 5400 Å de 0 à 300 μm en fonction de la distance à l'axe optique (centre de la plaque). Pour corriger cet effet, des œillets adhérents sont collés à l'arrière de la plaque pour les cibles quasars, permettant de positionner les fibres optiques légèrement en retrait du plan focal à 5400 Å. En plus des 1000 trous correspondant aux 1000 cibles mentionnées précédemment, 16 trous sont percés pour permettre le pointage et le suivi pendant l'observation. Des trous sont également percés aux emplacements des étoiles brillantes pour éviter les réflexions sur la surface de la plaque.

Une fois les plaques percées, elles sont envoyées sur le site de l'observatoire, où chaque jour le personnel prépare les observations qui se tiendront la nuit. Les plaques devant être observées pendant la nuit sont positionnées sur les cartouches le jour même. Les 1000 fibres sont alors branchées une par une à la main. La préparation d'une cartouche prend environ 45 minutes et requiert deux personnes. Neuf cartouches peuvent être branchées simultanément.

Les observations débutent quand le Soleil est à environ 12° sous l'horizon. La première cartouche à observer est alors montée au plan focal du télescope. L'observation d'une cartouche débute par la mesure des lampes à arc, utile pour l'étalonnage des spectres, puis se poursuit par 15 minutes de prise de données scientifiques. Au bout des 15 minutes, un programme simple de réduction des données réalise l'étalonnage et l'extraction des spectres à une dimension. Cette extraction simplifiée a pour but d'estimer le signal sur bruit des spectres. L'observation d'une cartouche est considérée terminée lorsque tous les spectres de galaxie possèdent un signal sur bruit au carré $(S/B)^2 \geq 20$ pour la caméra rouge et $(S/B)^2 \geq 10$ pour la caméra bleue. Le critère utilise le signal sur bruit au carré car il dépend linéairement du temps d'exposition. Il a été défini de sorte à maximiser la capacité du programme complet de réduction des données à déterminer le redshift des galaxies, tout en minimisant le temps d'exposition pour achever le relevé à temps. À la fin des 15 minutes d'exposition, si le critère n'est pas vérifié, la même plaque est observée pendant 15 minutes additionnelles. Si le critère est vérifié, le personnel procède à la mise en place de la prochaine cartouche. À la fin d'une nuit d'observation, si la dernière plaque n'est pas terminée, celle-ci n'est pas débranchée et est ré-observée la nuit suivante. Il n'y a pas de critère sur le signal sur bruit des spectres de quasars car il a été suggéré [25, 29] que le gain de sensibilité sur l'échelle BAO venant d'une couverture plus large du ciel, dépasse celui venant de l'amélioration du signal sur bruit des spectres. En moyenne, 4 à 5 observations (i.e. ~ 1 h) sont nécessaires à l'obtention d'un spectre de qualité.

2.4 Caractéristiques techniques de BOSS

Comme décrit dans Gunn et al. [30], l'exécution d'un relevé photométrique multi-bandes, couvrant une large partie du ciel observable et associé à un relevé spectroscopique d'une telle envergure, a nécessité un certain nombre d'innovations techniques :

- Un télescope possédant un très grand champ de vue, un plan focal très peu distordu, une orientation très précise ainsi que la capacité d'alterner entre photométrie et spectroscopie. Les principales caractéristiques optiques du télescope conçu pour ces objectifs sont décrites en section 2.4.1.
- Une caméra couvrant l'intégralité du champ de vue du télescope et permettant l'observation simultanée dans différentes bandes photométriques avec une précision suffisante pour la calibration astrométrique. La caméra de SDSS est brièvement étudiée en section 2.4.2.
- Un système de spectrographes capables d'obtenir simultanément les spectres de 1000 objets avec une large couverture en longueur d'onde. Les spectrographes de BOSS sont étudiés en détails en section 2.4.3.
- Un système d'acquisition permettant le stockage des données ainsi qu'un contrôle en temps réel de leur qualité.
- Un système de traitement des données capable de rapidement calibrer les observations et d'identifier les objets à la fois pour la photométrie et pour la spectroscopie. La procédure de réduction des données spectroscopiques est détaillée en section 2.5.

2.4.1 Le télescope

Pour remplir les objectifs de SDSS, le télescope utilisé doit détenir un grand champ de vue, un plan focal présentant extrêmement peu de distorsion, un pointage très précis ainsi qu'une capacité à alterner entre photométrie et spectroscopie. C'est dans cette optique qu'un télescope de 2.5 m, possédant un champ de vue de 3° , a été construit à l'Apache Point Observatory (APO). Cet observatoire est situé dans l'état du Nouveau Mexique aux États-Unis, à 2800 m d'altitude. Une photo du télescope est visible en figure 2.1. Cette section présente les principales caractéristiques optiques du télescope. Une étude complète de l'optique ainsi que de la mécanique a été menée par Gunn et al. [30].

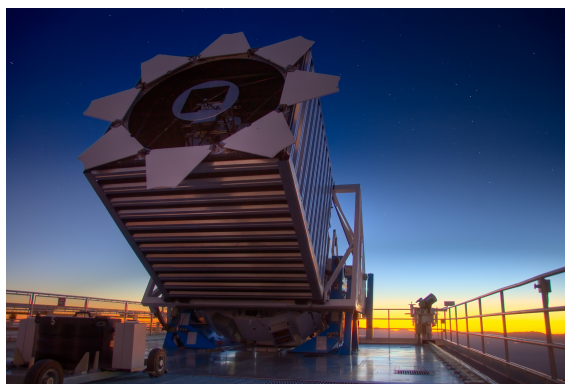


FIGURE 2.1 Photographie du télescope de 2.5 m de diamètre utilisé par le SDSS. Source : <http://blog.sdss.org/image-gallery/>.

Le télescope de SDSS est de type Ritchey-Chrétien, ce qui signifie que les deux miroirs (primaire et secondaire) sont hyperboliques. Sa conception diffère des Ritchey-Chrétien classiques par l'ajout de deux correcteurs optiques. Le premier est un correcteur Gascoigne, permettant de réduire l'astigmatisme du système optique. Le second consiste en une paire de correcteurs interchangeables suivant que le télescope soit en prise de données photométriques ou spectroscopiques. Un schéma du télescope est visible en figure 2.2.

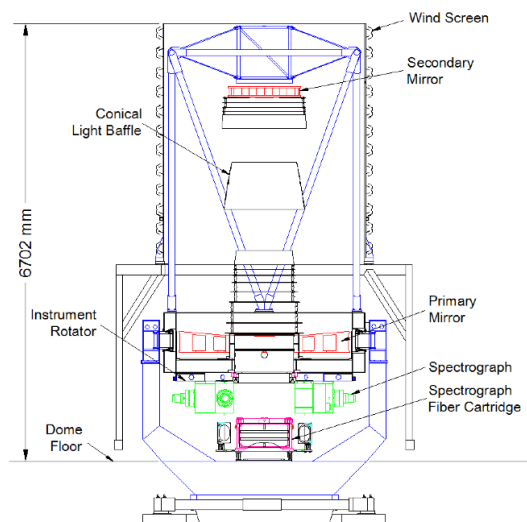


FIGURE 2.2 Schéma du télescope de SDSS. Les miroirs primaire et secondaire sont représentés en rouge. Également visibles sont les spectrographes, en vert, et une cartouche (*cartridge*), en rose (voir section 2.4.3). Source : Smee et al. [31].

2.4.1.1 Les miroirs primaire et secondaire

Le miroir primaire est un miroir de 2.5 m de diamètre et de rapport focale sur diamètre $f/2.25$. Il est percé en son centre d'un trou de 1.17 m de diamètre. Ce trou est surmonté d'une paroi

conique d'un diamètre maximal légèrement supérieur (1.20 m) empêchant les lumières parasites de se diriger vers le plan focal du télescope.

Le miroir secondaire a un diamètre de 1.08 m. C'est un miroir sphérique, de rayon de courbure 7331 ± 6 mm. Il est entouré d'une paroi conique de 1.30 m de diamètre au maximum, le protégeant des lumières parasites. L'ensemble miroir secondaire plus parois obstrue 27% de la lumière arrivant sur le télescope.

L'ensemble des miroirs primaire et secondaire forme un système optique de rapport focale sur diamètre $f/5.0$ et de 3° de champ de vue. Le miroir secondaire étant placé à seulement 3.6 m du miroir primaire, le plan focal se situe 0.76 m en retrait du miroir primaire, permettant un accès facile pour les instruments de mesure.

2.4.1.2 Les correcteurs

Le premier correcteur est de type Gascoigne. Il constitue la dernière pièce d'optique commune aux configurations photométriques et spectroscopiques, c'est pourquoi il est parfois désigné comme correcteur « commun ». Son rôle est de diminuer significativement l'astigmatisme, caractéristique des télescopes de type Ritchey-Chrétien. C'est une lentille de 802 mm de diamètre et d'environ 12 mm d'épaisseur.

Le second correcteur, ou correcteur « final » diffère suivant que le télescope est utilisé en photométrie ou en spectroscopie. Il est donc optimisé suivant les deux cas de figure. Le correcteur photométrique est brièvement étudié dans la section 2.4.2, dédiée à la caméra, tandis que le correcteur spectroscopique est décrit dans la section 2.4.3 dédiée aux spectrographes de BOSS.

2.4.2 La caméra

La caméra utilisée par BOSS pour sa première phase de photométrie est la même que celle utilisée lors des deux premières générations de SDSS. Elle a été optimisée pour fonctionner en TDI *drift scanning* et couvrir au mieux le champ de vue de 3° du télescope. Une description détaillée de cette caméra a été réalisée par Gunn et al. [32].

La première pièce de la caméra est un correcteur optique ayant pour but de corriger la distorsion du plan focal induite par l'optique du télescope. Il s'agit d'une lentille de 45 mm d'épaisseur au centre, possédant une face d'entrée fortement asphérique et une face de sortie plate. En plus de

son rôle de correcteur optique, cette lentille est un élément structural de la caméra sur laquelle les détecteurs sont montés. Elle joue un rôle primordial dans le maintien des propriétés mécaniques de la caméra, influant directement sur la qualité des images et de l'astrométrie.

La caméra est ensuite composée de 6 colonnes de 5 capteurs CCDs (un pour chaque bande photométrique u , g , r , i et z) de 2048×2048 pixels. L'espace restant au plan focal est utilisé pour positionner 24 capteurs CCDs de plus petite taille (2048×400 pixels), 22 d'entre eux servant à l'astrométrie et 2 à la mise au point. Ces 24 capteurs sont répartis de part et d'autre des CCDs destinés à l'imagerie, comme visible en figure 2.3. La direction du TDI *drift scanning* est vers le haut sur cette figure, si bien qu'une étoile entrant dans le plan focal rencontre premièrement un CCD d'astrométrie, puis successivement les CCDs de photométrie r , i , u , z et g , et enfin un deuxième CCD d'astrométrie.

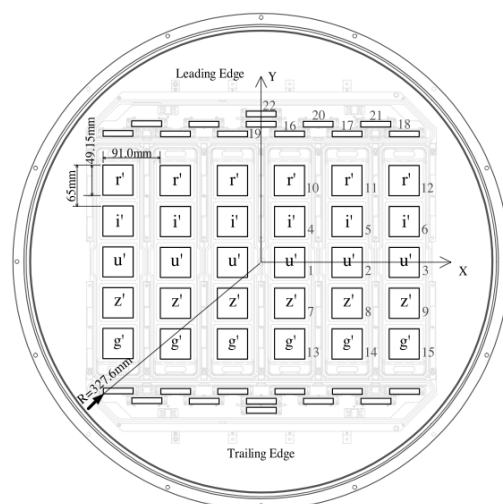


FIGURE 2.3 Disposition du plan focal de la caméra utilisée pour BOSS ainsi que pour SDSS-I et SDSS-II. Les 6 colonnes de 5 capteurs CCDs dédiés à l'imagerie sont visibles au centre, tandis que les 24 CCDs destinés à l'astrométrie et à la mise au point se situent de part et d'autre du plan focal. Le TDI *drift scanning* s'effectue du haut (*leading edge*) vers le bas (*trailing edge*) si bien qu'une étoile traversant le plan focal rencontre en premier lieu un capteur r et en dernier lieu un capteur g . Source : Gunn et al. [32]

Les CCDs destinés à la photométrie sont tous identiques mais surmontés de filtres permettant de découper leur gamme de sensibilité en 5 bandes photométriques u , g , r , i et z . La sensibilité va de la coupure atmosphérique dans l'UV située aux alentours de 3000 \AA jusqu'à la limite de sensibilité des détecteurs silicium à $11,000 \text{ \AA}$. Les gammes de longueur d'onde définies par ces filtres ainsi que les efficacités quantiques⁴ du système complet (optique, filtre et CCD) dans chaque bande sont représentées en figure 2.4. La très faible efficacité dans la bande u justifie son

4. L'efficacité quantique est définie comme le rapport entre le nombre d'électrons collectés et le nombre de photons incident sur le système.

positionnement au centre du plan focal. Les magnitudes limites de détection sont définies pour un signal sur bruit $S/B = 5$. Pour une étoile, elles valent approximativement $u = 22.1$, $g = 23.2$, $r = 23.1$, $i = 22.5$ et $z = 20.8$.

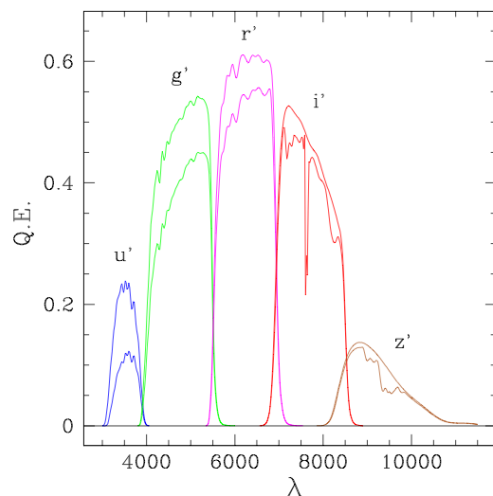


FIGURE 2.4 Efficacité quantique du système dans chaque bande photométrique. Les courbes supérieures prennent en compte la transmission des filtres, l'efficacité quantique des CCDs ainsi que les pertes liées à l'optique. Les courbes inférieures prennent également en compte l'extinction atmosphérique. Source : Gunn et al. [32]

2.4.3 Les spectrographes

BOSS est constitué de deux spectrographes identiques. La conception de ces spectrographes hérite largement des technologies utilisées pour SDSS-I et SDSS-II, leur caractéristique principale étant qu'ils sont alimentés par un ensemble de fibres optiques, positionnées au plan focal du télescope. Toutefois, pour atteindre les objectifs de BOSS, différentes améliorations ont été nécessaires, telle que l'augmentation du nombre de fibres par exposition ou de l'efficacité optique. Cette section résume les principales caractéristiques des spectrographes conçus pour BOSS. Une étude détaillée des spectrographes des deux premières générations de SDSS ainsi que des améliorations apportées pour BOSS a été menée par Smee et al. [31].

2.4.3.1 Les cartouches

Pour obtenir les spectres des objets désirés, une plaque en aluminium est positionnée au plan focal du télescope. Cette plaque mesure 3.2 mm d'épaisseur et 0.813 m de diamètre pour une masse de 4.3 kg. Le télescope transforme l'ascension droite et la déclinaison (R.A., Dec.) définissant

la position d'un objet dans le ciel par rapport à l'axe du télescope, en position (X, Y) dans le plan focal. La plaque est donc percée, avant son positionnement dans le plan focal, aux endroits où viendront converger les rayons lumineux issus des objets auxquels un spectre à été assigné. Des fibres optiques sont ensuite insérées dans ces trous pour rediriger la lumière des objets vers les grismes (combinaison d'un réseau de diffraction et d'un prisme) VPH (*volume holographic phase*), puis vers les CCDs. L'ensemble plaque plus fibres optiques est maintenu par une structure en aluminium, le tout formant une « cartouche », dont un exemple est visible en figure 2.5. Une cartouche peut être montée sur le télescope par un seul opérateur en quelques minutes.

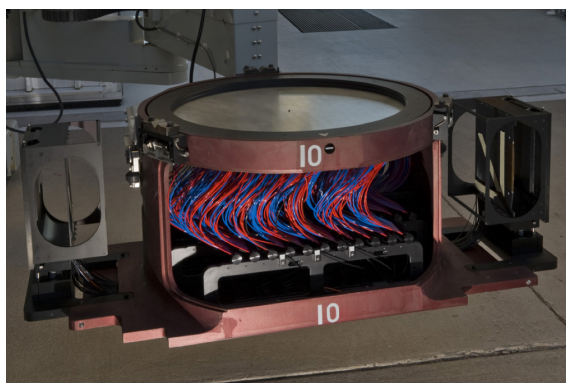


FIGURE 2.5 Photographie d'une cartouche prête à être montée au plan focal du télescope. Les fibres optiques (câbles rouges et bleus) sont branchées sur la plaque, visible au sommet de la cartouche. L'autre extrémité des fibres est divisée en deux faisceaux (500 fibres par faisceaux), dirigés chacun vers un côté de la cartouche. Ces deux faisceaux, visibles à l'intérieur des blocs noirs situés de part et d'autre de la cartouche, sont destinés à être introduit dans chacun des spectrographes. La cartouche sera placée à l'arrière du télescope, la plaque se situant au plan focal. Source : Smee et al. [31]

2.4.3.2 Fibres optiques

Dans le but d'améliorer le rendement du relevé, le nombre de fibres par plaque a été augmenté de 640 à 1000 lors du passage de SDSS-II à BOSS. De plus, le diamètre des fibres a été diminué, passant de $180 \mu\text{m}$ ($3''$ sur le ciel) à $120 \mu\text{m}$ ($2''$ sur le ciel). La diminution de la taille des fibres était nécessaire pour réutiliser l'essentielle de l'optique des spectrographes de SDSS-II tout en augmentant le nombre de fibres par plaque. Cette distribution résulte également en une augmentation du signal sur bruit des objets à grands décalages spectraux, en réduisant la contribution du fond du ciel. Chaque fibre optique collecte la lumière au plan focal du télescope sous forme d'un cône d'ouverture numérique⁵ de 0.1 (correspondant au $f/5$ du télescope) et

5. Rappelons que l'ouverture numérique est définie par $O.N. = n \cdot \sin i$ où n est l'indice du milieu d'observation (n_{air} dans notre cas) et i est l'angle formé par l'axe optique du système (la fibre optique) et le rayon le plus écarté de l'axe optique.

ressort sous forme d'un cône légèrement plus large d'ouverture numérique de 0.125 ($f/4$). Cette dégradation du rapport focale sur diamètre se produit lors de la propagation de la lumière le long de la fibre optique. Le collimateur, située à la sortie des fibres optiques, est prévu pour recevoir un cône d'ouverture numérique 0.125. Tout rayon émit par les fibres en dehors de ce cône est perdu. Il est donc nécessaire de maîtriser l'élargissement du cône à la sortie des fibres pour maximiser le rendement. Pour ce faire, les spectrographes sont montés directement sur le télescope (voir figure 2.2), limitant ainsi les déplacements relatifs entre les deux extrémités d'une fibre et par la même occasion les contraintes mécaniques qui pourraient dégrader le rapport focale. Cette configuration permet également de minimiser la taille des fibres, chacune d'elle mesurant 1830 ± 25 mm.

Les 1000 fibres sont divisées en deux jeux de 500 fibres regroupées en faisceaux et dirigées vers deux fentes situées chacune à une extrémité de la cartouche. Lors du positionnement de la cartouche à l'arrière du télescope, chacune des fentes est introduite dans l'un des deux spectrographes.

2.4.3.3 Le système optique et les CCDs

Le système optique des spectrographes de BOSS est quasiment identique au système original de SDSS. La bande passante a toutefois été étendue, passant de $3900 \lesssim \lambda_{\text{Obs.}} \lesssim 9000 \text{ \AA}$ à $3600 \lesssim \lambda_{\text{Obs.}} \lesssim 10,000 \text{ \AA}$. L'extension vers le bleu permet d'augmenter la partie détectée de la forêt-Ly α des quasars ayant un redshift inférieur à 2.5. L'augmentation du côté rouge est motivée par l'amélioration de la détection de discontinuités dans les spectres de galaxies. Ces améliorations vers le bleu et le rouge, ont été rendues possibles par les progrès des technologies CCDs, mais également par l'amélioration de la transmission optique des optiques et notamment des grismes VPH.

Un schéma du système optique est visible en figure 2.6. La lumière pénètre dans les spectrographes par une fente située à l'une des extrémités de la cartouche, dans laquelle sont insérées 500 fibres optiques. Dans un premier temps, la lumière issue des fibres rencontre le collimateur qui la réfléchit vers un miroir dichroïque (ou semi-réfléchissant), sous forme d'un faisceau parallèle de 160 mm de diamètre. Les longueurs d'onde inférieures à 640 nm sont alors réfléchies par le miroir dichroïque vers le canal bleu, tandis que les longueurs d'onde supérieures à 640 nm sont transmises vers le canal rouge. Dans chaque canal, la lumière est ensuite dispersée par un

grisme VPH. La densité des grismes est de 400 lignes par mm pour le canal rouge est 520 lignes par mm pour le canal bleu.

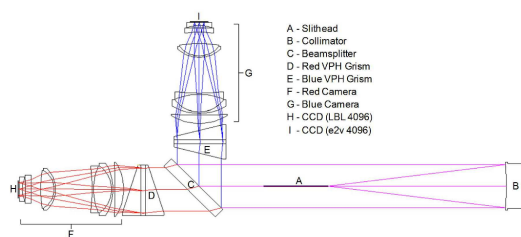


FIGURE 2.6 Schéma optique des spectrographes. La lumière pénètre dans le système par la fente (A) maintenant l'extrémité du faisceau de 500 fibres optiques (slithead). Elle est alors dirigée vers le collimateur (B), qui la renvoie dans la direction opposée sous forme d'un faisceau parallèle. Le miroir dichroïque (C) (*beamsplitter*) sépare le faisceau lumineux en une composante rouge transmise (vers la gauche sur le schéma) et une composante bleue réfléchie (vers le haut). Chaque composante est alors dispersée par un grisme (D et E) puis est focalisée par les caméras (F et G) sur les capteurs CCDs (H et I). Source : Smee et al. [31]

Les caméras des canaux bleus et rouges sont situées aux sorties des grismes. Elles sont constituées d'une succession de lentilles (un singulet, un triplet puis un doublet) puis de deux aplatisseurs de champ montés directement devant les capteurs CCDs. Ces capteurs CCDs sont constitués de 4000×4000 pixels de $15 \mu\text{m}$ de côté.

2.4.3.4 Performances Optiques

L'efficacité optique du système a été prédit [31] en fonction de la longueur d'onde considérée en prenant en compte la contribution de chaque composant : de l'extinction atmosphérique jusqu'à l'efficacité des capteurs CCDs. Le résultat des prédictions est visible dans le panneau de gauche de la figure 2.7. L'efficacité maximale prédite pour le système complet est d'environ 30% dans le rouge, comme dans le bleu.

Cette prédiction peut être comparée avec les rendements mesurés pour les deux spectrographes de BOSS. Le panneau de droite de la figure 2.7 montre cette mesure pour le spectrographe 1. Ces mesures sont effectuées à l'aide de 84 étoiles standards. Pour chacune d'elle, le rendement est défini comme le rapport du flux mesuré sur le flux arrivant en dehors de l'atmosphère. Le rendement de chaque spectrographe est alors obtenu en moyennant les rendements individuels. Les rendements des deux spectrographes sont très comparables mais légèrement inférieur aux prédictions, atteignant environ 26% dans le bleu et 28% dans le rouge. Ils représentent toutefois une amélioration substantielle par rapport au rendement du même spectrographe de SDSS, également visibles en figure 2.7.

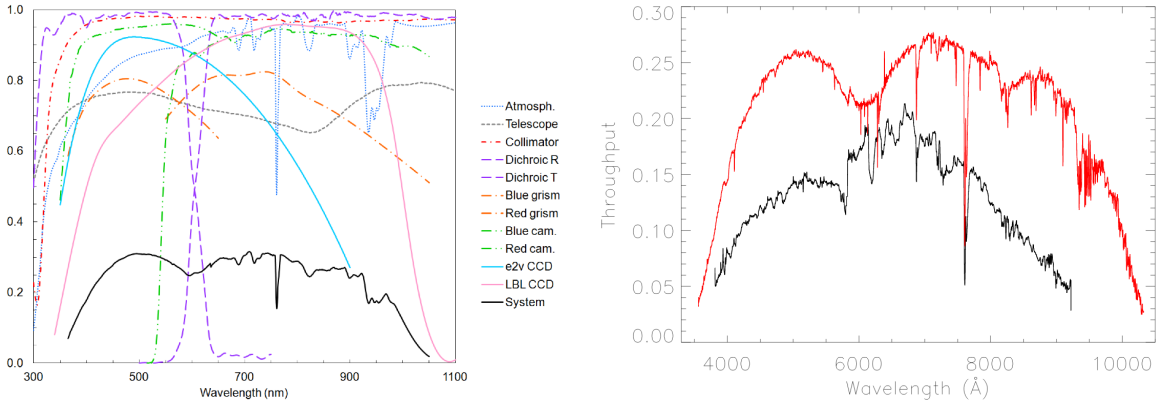


FIGURE 2.7 Panneau de gauche : efficacités optiques prévisionnelles pour chaque partie du système, ainsi que pour le système complet. Panneau de droite : efficacités optiques mesurées pour le spectrographe 1 de BOSS (courbe rouge), comparées au rendement du même spectrographe de SDSS (courbe noire). Source : Smee et al. [31]

La résolution spectrale est mesurée avant l'observation de chaque plaque, à l'aide de lampes à arc dédiées à la calibration. Premièrement, les lampes à arc sont imagées par les spectrographes. Secondement, chaque raie d'émission visible dans les spectres obtenus, est ajustée par une gaussienne de largeur $\sigma_{\lambda_{\text{Obs.}}}$. Les valeurs de $\sigma_{\lambda_{\text{Obs.}}}$ ainsi calculées sont ajustées par un polynôme d'ordre quatre pour obtenir $\sigma_{\lambda_{\text{Obs.}}}$ en fonction de la longueur d'onde, sur toute la plage couverte par les spectrographes. Le pouvoir de résolution est alors défini par $R = \frac{\lambda_{\text{Obs.}}}{2.35 \times \sigma_{\lambda_{\text{Obs.}}}}$, où $2.35 \times \sigma_{\lambda_{\text{Obs.}}}$ représente la largeur à mi-hauteur de la raie à la longueur d'onde $\lambda_{\text{Obs.}}$. Les pouvoirs de résolution moyennés sur 100 plaques observées par BOSS sont représentés en figure 2.8 pour les deux spectrographes. Le décrochage visible autour de 6200 Å est lié à la séparation du faisceau en deux gammes de longueurs d'onde.

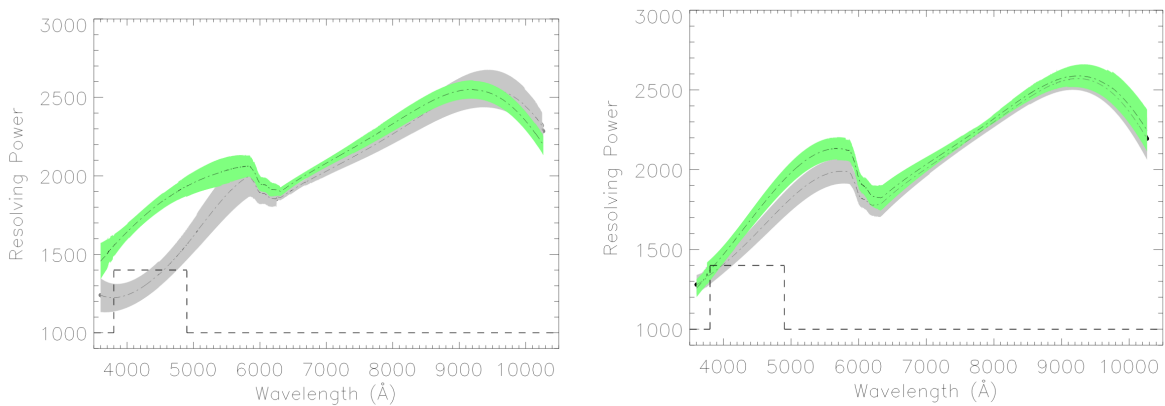


FIGURE 2.8 Pouvoirs de résolution requis (courbes en pointillés) et mesurés (courbes grises et vertes) pour le spectrographe 1 (gauche) et 2 (droite) de BOSS. Les courbes vertes correspondent aux pouvoirs de résolution moyennés sur 100 plaques ainsi que les zones à 68% de confiance pour la fibre centrale. Les courbes grises correspondent aux pouvoirs de résolution moyennés sur 100 plaques ainsi que les zones à 68% de confiance pour une fibre proche du bord du spectrographe. Source : Smee et al. [31]

Le pouvoir de résolution des spectrographes ne dépend pas uniquement de la longueur d'onde, il dépend également de la position dans le plan focal du CCD. Cette dépendance est illustrée en figure 2.9 où $\sigma_{\lambda_{\text{Obs.}}}$ est représenté en unité de pixel, en fonction de la position sur les différents CCDs. Pour les caméras bleues, il est clair que la qualité optique diminue sur les bords du champ, le pouvoir de résolution pouvant y être jusqu'à deux fois inférieur à celui aux centres des capteurs. Les caméras rouges paraissent plus homogènes avec une résolution quasiment constante pour des longueurs d'onde $\lambda_{\text{Obs.}} < 9.500 \text{ \AA}$.

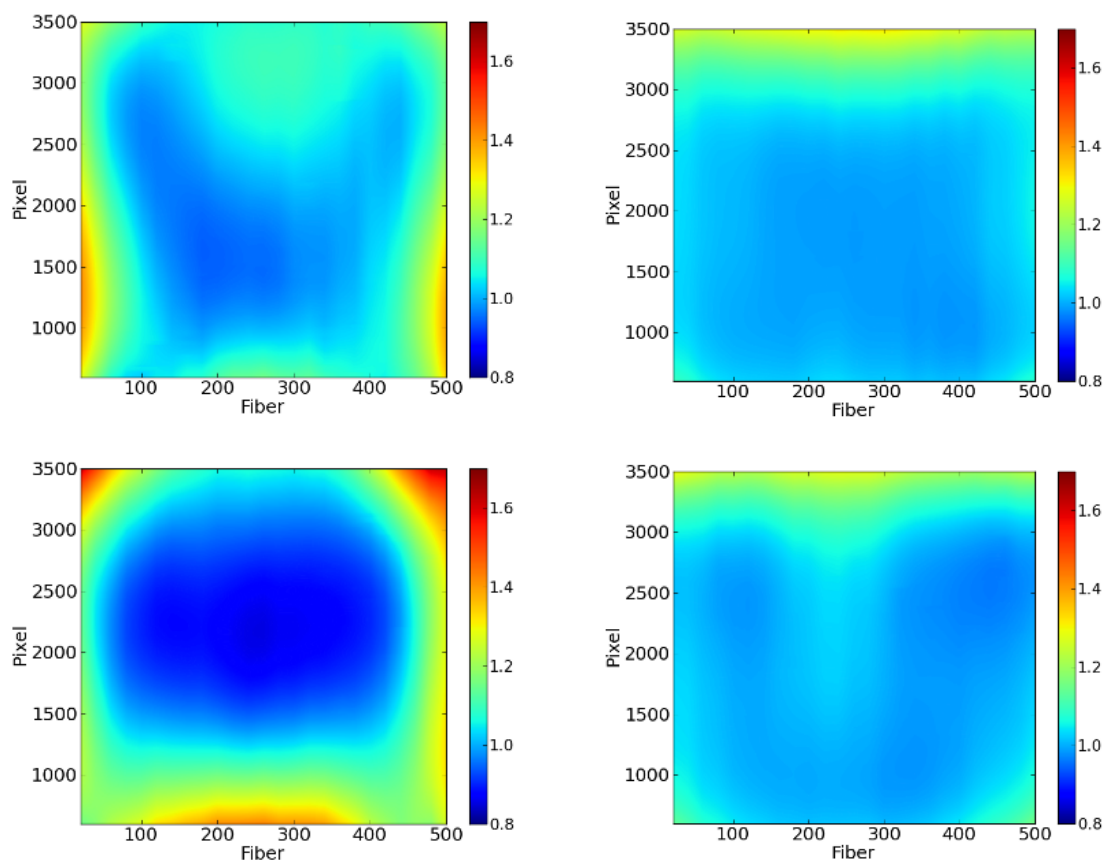


FIGURE 2.9 Largeur σ_{λ} d'une raie en unité de pixel, en fonction de la position dans le plan focal du CCD, pour chacun des quatre CCDs des spectrographes. Les deux figures de gauche correspondent aux CCDs bleus tandis que les figures de droites correspondent aux CCDs rouges. Source : Smee et al. [31]

2.5 Réduction des données

La réduction des données est effectuée par un programme travaillant par demi plaque. Il est développé de sorte à extraire, calibrer, additionner, classifier et évaluer les spectres des 900 objets en incluant toutes les expositions d'une plaque. Ce programme (voir section 2.5.1), est capable de distinguer avec une bonne efficacité les quasars, les galaxies et les étoiles. Il a été complété d'une inspection visuelle de l'intégralité des spectres de quasars (voir section 2.5.2).

2.5.1 Réduction automatique des données

La première étape traite les expositions individuelles. Elle consiste à transformer les images en deux dimensions des CCDs en différents spectres à une dimension. Ces spectres sont alors étalonnés à l'aide des données des lampes à arc. La variance par pixel est déterminée à l'aide du bruit de lecture ainsi que du nombre de photons enregistrés dans chaque pixel. La variance inverse est ensuite multipliée par un facteur tenant compte des défauts connus des CCDs. Les pixels affectés par des rayons cosmiques sont identifiés et masqués. Le flux est étalonné à l'aide de modèles ajustés aux spectres des étoiles standards observées à cet effet. De plus, la contribution du ciel est prise en compte dans le flux par le biais de fibres observant des régions vides du ciel.

La seconde étapes consiste à additionner les expositions individuelles pour former un spectre composite pour chaque fibre. Chaque spectre regroupe les données des caméras bleue et rouge, couvrant ainsi l'intégralité de la gamme en longueur d'onde de l'instrument, allant de 3600 Å à plus de 10,000 Å. L'échelle des spectres est modifiée de sorte à être linéaire en $\log(\lambda_{\text{Obs.}})$. La variance du spectre est estimée en propageant les variances des poses individuelles, les covariances étant négligées. Les spectres des objets ayant été observés à différentes époques sont produits séparément, puis comparés. Le spectre possédant le meilleur signal sur bruit et le meilleur redshift est désigné en tant que spectre « primaire ».

La dernière étape consiste à ajuster les spectres obtenus par des modèles d'étoiles, de galaxies et de quasars. Cette procédure, décrite dans Aihara et al. [21] permet de déterminer le type de l'objet ainsi que son redshift si il en possède un.

2.5.2 Inspection visuelle

Les quasars présentent des structures spectrales variées, comme les BAL et DLA (voir sections 3.1.2 et 3.2.2), rendant difficile l'automatisation de l'analyse des spectres. Pour pallier ce problème, des membres du groupe de participation français de BOSS ont inspecté visuellement l'intégralité des spectres de quasars. Cette inspection visuelle permet une identification fiable du type de l'objet ainsi qu'une détermination de son redshift. Une description complète de cette inspection est donnée dans Paris et al. [33]. Les spectres inspectés correspondent aux cibles quasars des échantillons *CORE* et *BONUS*, aux cibles des projets *ancillary* destinés à l'observation des quasars ainsi qu'à une fraction des spectres de galaxie classifiés comme quasars par le programme automatique de réduction des données.

L'inspection visuelle a permis d'estimer l'efficacité de la procédure de classification automatique des spectres. Elle a notamment montré que l'échantillon d'étoiles obtenu par classification automatique est extrêmement pur. Seuls 0.14% des objets classés de manière automatique comme étoiles sont en fait des quasars. L'échantillon de quasars dont les décalages spectraux vérifient $z > 2.15$ présente une plus forte contamination avec 8% des objets classés automatiquement comme quasars s'avérant être des étoiles. Cette contamination est proche de 50% pour les quasars à plus bas redshifts ($z < 2.15$).

Grâce à l'inspection visuelle, il est également possible de quantifier l'efficacité de la réduction automatique des données à déterminer le redshift des objets identifiés comme quasars. Pour DR9, 0.3% des redshifts mesurés par la procédure automatique ont une erreur systématique $\Delta z > 0.1$. De telles erreurs surviennent majoritairement lorsque le redshift du quasar est inférieur à 2.0 et que la raie d'émission Ly α du quasar n'est pas observable.

L'inspection visuelle permet enfin de repérer les caractéristiques spectrales propres à chaque spectre de quasar telles que la présence de BAL ou de DLA. Les DLA repérés dans les spectres sont caractérisés à l'aide d'une procédure automatique [34] déterminant la colonne de densité du système. L'indice de « balnicité » des spectres présentant un BAL est également déterminé par une procédure automatique.

Chapitre 3

Les données : définition des quasars, des forêts et du champ d'absorption

« Une civilisation sans la science, ce serait aussi absurde qu'un poisson sans bicyclette. »

Vivons heureux en attendant la mort

1983

Pierre Desproges

3.1 Catalogues

Ce manuscrit a pour but l'étude de la corrélation croisée entre deux distributions d'objets : les quasars d'un côté et les pixels de la forêt-Ly α de l'autre. Il est ainsi important de sélectionner les objets dans les catalogues disponibles et de rejeter ceux qui sont inutiles à notre étude.

Cette étude se focalise sur les résultats des programmes de SDSS jusqu'à la fin de SDSS-III. Nous utilisons ainsi les quasars du catalogue de la diffusion de donnée numéro 7 (DR7 : *Data Release 7*) de SDSS-I et II [35] et DR12 de SDSS-III [11]. Les pixels de forêts ne sont analysés que pour les quasars de DR12. Nous avons fait ce choix afin de n'utiliser qu'une seule paire de spectrographe : celle de BOSS, qui est différente de celle de SDSS-II. Ce choix élimine une fraction négligeable des données.

Nous rappelons que dans cette étude « quasar » dénomme le traceur lui même. C'est-à-dire pour nous un point dans le ciel : deux angles et un redshift. En revanche, « forêt » dénomme l'ensemble des pixels du spectre du quasar dont la longueur d'onde dans le référentiel du quasar est dans l'intervalle [1040, 1200] Å.

3.1.1 Les quasars

La distribution des quasars mis en jeu dans cette étude est tirée de deux catalogues : DR7 de SDSS-I et II [35] et DR12 de SDSS-III [11]. Dans le deuxième catalogue, plus récent, certains quasars de DR7 ont été à nouveau observés. DR7 et DR12 ne sont donc pas indépendants. Afin d'éviter un double comptage des objets, nous supprimons tout objet de DR7 situé à moins de 2'' d'un objet de DR12. Ce rayon d'exclusion est choisi de manière conservative à partir de la précision astrométrique de la position des quasars, qui est inférieure à 2''. Le tableau 3.1 donne un résumé du nombre d'objets dans les deux catalogues et dans leur union. L'étude des BAO dans la fonction de corrélation, présentée en section 4.2.1, restreint l'intervalle en redshift des quasars à $z \in [1.7, 5.8]$. Finalement, le catalogue de quasars important dans cette étude compte 234,367 quasars différents. Ce nombre est à comparer à 164,017, le nombre de quasars différents présents dans l'étude précédente [36].

Dans ces deux catalogues, le redshift est déterminé à la fois de manière automatique et de manière visuelle. Ces deux techniques donnent un redshift fiable pour la mesure de l'échelle BAO. La figure 3.1 donne la distribution en redshift déterminé visuellement, des quasars de DR7 en bleu,

Description	Nombre
DR7	105,783
DR7 : $z \in [1.7, 5.8]$	40,649
DR7 : $z \in [1.7, 5.8]$, pas dans DR12	17,788
DR12	297,301
DR12 : $z \in [1.7, 5.8]$	216,579
Union : $z \in [1.7, 5.8]$	234,367
Font-Ribera et al. [36]	164,017
Cette étude	234,367

TABLE 3.1 Description de la taille des deux catalogues de quasars DR7 et DR12 ainsi que de l'union des deux. L'intervalle en redshift : $z \in [1.7, 5.8]$ est relatif au calcul de la fonction de corrélation et est expliqué en section 4.2.1.

de DR12 et de leur union. La faible différence entre la courbe verte et la courbe rouge pour $z > 2.2$ montre que la quasi totalité des quasars de DR7 a été ré-observée dans DR12. En revanche, les quasars à des redshifts plus petits ne l'ont pas été. Ainsi, DR7 apporte à DR12 quelques quasars à faibles redshift : $z < 2.2$.

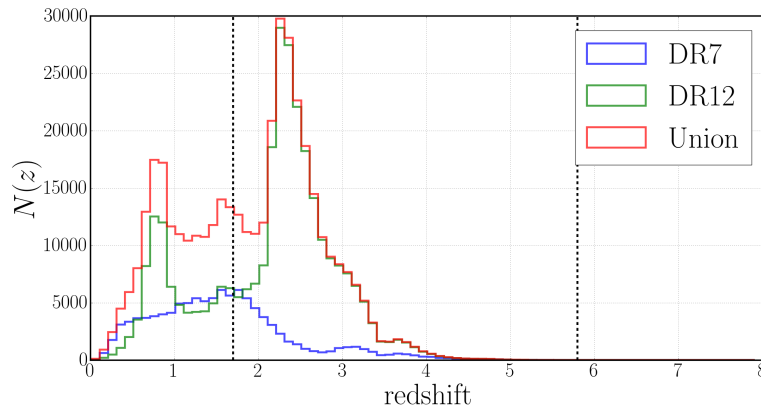


FIGURE 3.1 Distribution des quasars pour les catalogues DR7 (bleu) et DR12 (vert) ainsi que leur union (rouge). Les deux lignes noires donnent l'intervalle pertinent pour l'étude des BAO.

La figure 3.2 donne la distribution sur le ciel des quasars du catalogue DR7 et du catalogue DR12.

3.1.2 Les forêts Lyman- α

Comme expliqué au début de cette section, les spectres de forêts à analyser sont sélectionnés exclusivement à partir de la liste des quasars de DR12 [11]. De plus, dans le cas de plusieurs observations du même quasar seul le spectre primaire (section 2.5.1) est analysé.

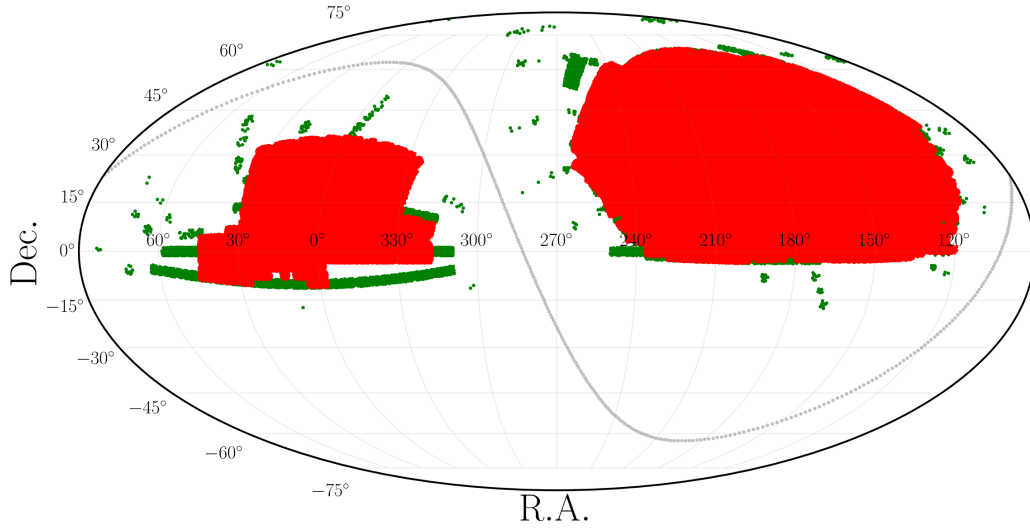


FIGURE 3.2 Distribution sur le ciel des quasars du catalogue DR7 en vert et du catalogue DR12 en rouge, pour tout l'intervalle disponible en redshift. La ligne grise pointillée donne le plan de la galaxie et sépare l'hémisphère sud de la galaxie (SGC : *South Galactic Cap*) à gauche de l'hémisphère nord de la galaxie (NGC : *North Galactic Cap*) à droite.

Le tableau 3.2 donne les coupures successives faites à ce catalogue pour en extraire les forêts à analyser.

Description	Nombre
DR12	297,301
+ <code>THING_ID > 0</code>	297,107
+ <code>RA \neq 0</code> and <code>DEC \neq 0</code>	297,107
+ <code>z > 0</code>	297,107
+ <code>z > 2</code>	198,228
+ <code>z < 6</code>	198,226
+ <code>BAL_FLAG_VI == 0</code>	174,617
+ plus de 50 pixels dans la forêt	171,579
+ l'ajustement a fonctionné	168,889
Font-Ribera et al. [36]	130,825
Cette étude	168,889

TABLE 3.2 Nombre de forêts restantes après l'application des différentes coupures. Le redshift correspond au redshift visuel du quasar dont la forêt est l'hôte.

Les trois premières coupures : « `THING_ID > 0` », « `RA \neq 0` and `DEC \neq 0` » et « `z > 0` » permettent de supprimer certaines forêts pathologiques. Le `THING_ID` donne l'identification de l'objet dans SDSS, cet entier est négatif quand le quasar est problématique. Parfois les quasars ne possèdent pas de coordonnées angulaires, ils ont alors `RA = DEC = 0`. Enfin, il est important de vérifier que le redshift du quasar a été mesuré correctement.

Dans cette analyse, l'intervalle de longueur d'onde observée pour les pixels de la forêt-Ly α est restreint à $\lambda_{\text{Obs.}} \in [3600, 7235]$ Å. La limite basse de cet intervalle est donnée par les optiques du spectrographe, la diminution de l'efficacité quantique du CCD ainsi que l'augmentation de l'absorption atmosphérique. La limite haute de cet intervalle est donnée par l'augmentation du nombre de raies du ciel et la difficulté à les prendre en compte dans les spectres. Dans cette étude nous nous intéressons donc à la forêt-Ly α , définie par $\lambda_{\text{R.F.}} \in [1040, 1200]$ Å. Cet intervalle contient une large statistique tout en limitant la contamination importante de la variance sur les ailes des raies d'émissions. Dans le futur, une optimisation systématique de cet intervalle pourra être réalisée. L'intervalle en redshift est donné par :

$$z_{\min} = \frac{\lambda_{\text{Obs.,min}}}{\lambda_{\text{R.F.,max}}} - 1 = \frac{3600}{1200} - 1 = 2, \quad (3.1)$$

$$z_{\max} = \frac{\lambda_{\text{Obs.,max}}}{\lambda_{\text{R.F.,min}}} - 1 = \frac{7235}{1040} - 1 = 6. \quad (3.2)$$

La prochaine coupure concerne le spectre des quasars. Environ 10% des spectres du catalogue présentent un BAL (*Broad Absorption Line* : Large raie d'absorption). Ces absorptions sont interprétées comme dues à la présence d'objets ou de gaz au même redshift que le quasar et devant celui-ci. La figure 3.3 donne un exemple de spectre de quasar de SDSS présentant un BAL. Le spectre de ce quasar, de redshift $z = 2.7$, est donné pour l'intégralité de l'intervalle de longueur d'onde à gauche et dans la forêt Ly α à droite. Il est possible de voir dans ce spectre une absorption très large devant chaque une des raies d'émission. La présence de ce BAL rend l'analyse des pixels de la forêt-Ly α plus compliquée. En effet, le continu du spectre du quasar dans la forêt-Ly α diffère fortement du continu moyen des quasars. Ainsi, l'ajustement de ce continu moyen ne fonctionne pas et donne une mesure de l'absorption des pixels avec un très grand bruit et une très grande corrélation. Ces derniers nuisent fortement à la mesure de l'échelle BAO. Dans le catalogue DR12, la détection de ces BAL est faite visuellement par une observation systématique de tous les spectres. Le catalogue contient ainsi un booléen indiquant la présence d'un BAL. Dans ce manuscrit il a donc été décidé de rejeter tous ces spectres en supprimant tous les quasars où le booléen BAL_FLAG_VI est différent de zéro.

La coupure suivante porte sur le nombre de pixels dans la forêt-Ly α . Afin de pouvoir procéder à un ajustement à deux paramètres du continu du quasar, le spectre doit être constitué d'un minimum de deux pixels. Dans cette étude nous prenons un nombre minimal de 50 pixels. Cette

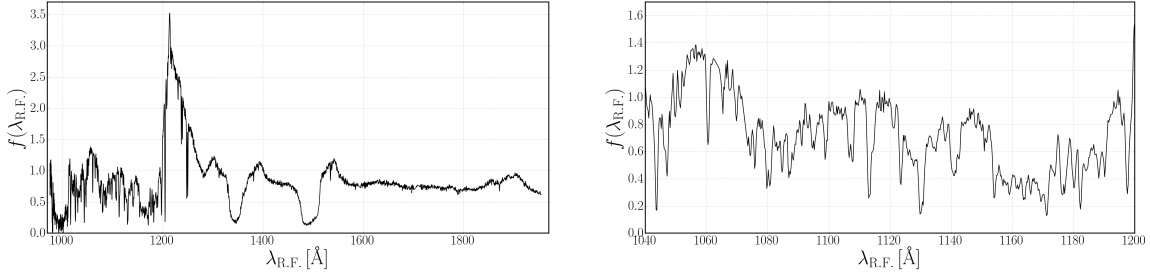


FIGURE 3.3 Exemple d'un quasar de SDSS présentant un BAL. Il possède un redshift $z_{QSO} = 2.7$, un SNR par pixel de la forêt-Ly α $\overline{SNR} = 26$, une magnitude $mag_r = 18.4$ et est référencé par : (thingID, plate, MJD, fiberId) = (277944620, 6199, 56220, 935). Le panneau de gauche donne tout le spectre du quasar et le panneau de droite donne seulement la forêt-Ly α .

coupure a très peu d'effet car elle agit sur les spectres à faibles redshifts ($z \sim 2$) où le rapport signal sur bruit est plus faible qu'à plus haut redshift.

La dernière coupure concerne l'ajustement du continu du quasar. Pour certains quasars l'ajustement ne converge pas, pour d'autres il donne un flux négatif. Les quelques quasars dans ces cas de figure sont supprimés de la liste.

La figure 3.4 présente la distribution des forêts dans cette analyse après différentes coupures. La principale différence entre la courbe verte et la courbe rouge est la suppression des spectres possédant moins de 50 pixels dans la forêt-Ly α . Cette coupure intervient principalement aux bornes de l'intervalle en redshift : $z \sim 2$ et $z \sim 5$.

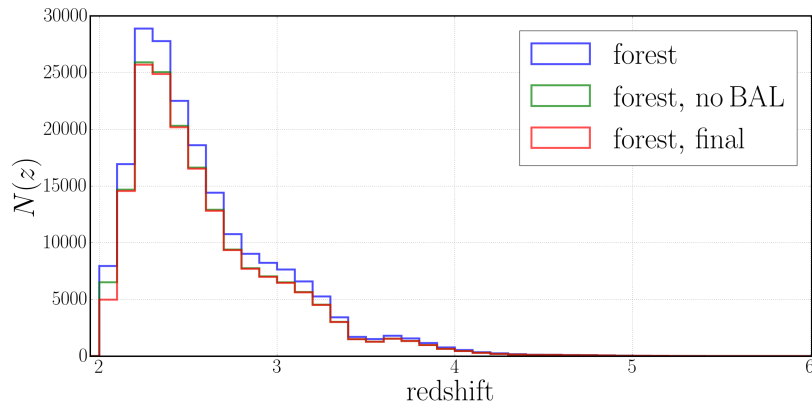


FIGURE 3.4 Distribution du redshift des quasars utilisés pour leur forêt-Ly α . La courbe bleue donne tous les quasars de redshifts $z \in [2, 6]$. La courbe verte donne tous ces mêmes quasars en retirant ceux présentant un BAL dans leur spectre. Enfin, la courbe rouge donne la distribution des forêts après toutes les coupures.

À la fin de toutes ces coupures, il nous reste 168,889 forêts dont nous allons extraire les fluctuations de transmittance : fraction de flux transmis. Ce nombre est à comparer à 130,825, le nombre de forêts présentes dans l'étude précédente [36].

La figure 3.5 présente la distribution des forêts de DR12, sélectionnées sur le ciel.

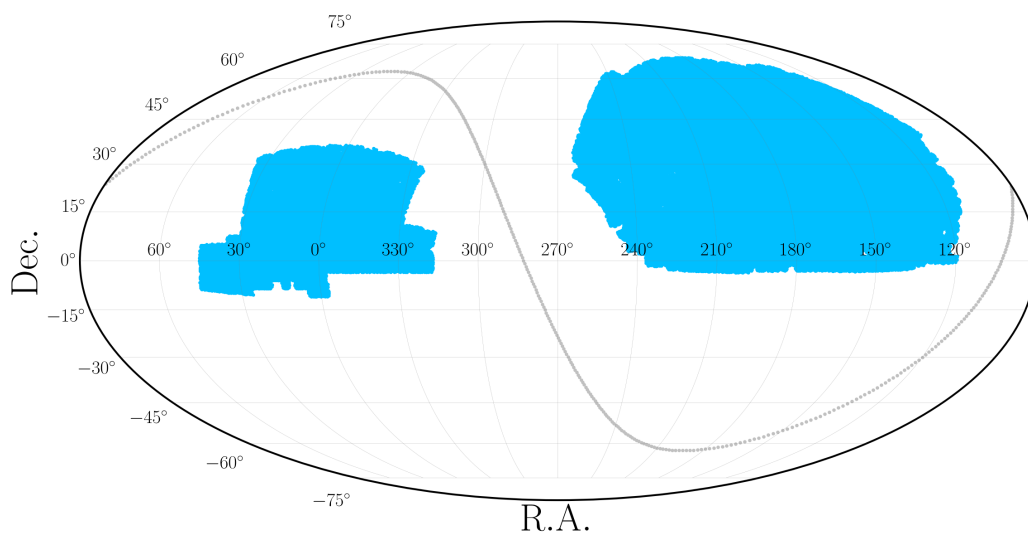


FIGURE 3.5 Distribution des forêts de DR12 sur le ciel. La ligne grise pointillée donne le plan de la galaxie et sépare le SGC, à gauche du NGC, à droite.

3.2 Définition du champ d'absorption

Munis maintenant d'une liste de forêts, nous devons en extraire une estimation de la fluctuation du champ de transmission de flux δ dans chaque pixel. Le but est d'avoir pour chaque pixel les composants du vecteur qui le caractérise :

$$\vec{\delta}_i = (\text{R.A.}, \text{Dec.}, r, \delta, w)_i, \quad (3.3)$$

où i est un pixel d'angle sur le ciel $(\text{R.A.}, \text{Dec.})_i$. Le pixel est situé à une distance r_i [h^{-1} Mpc] de l'observateur. La fluctuation du champ de transmission est donnée par le nombre sans dimension δ_i , avec un poids w_i , ou de manière équivalente une erreur $e_i = 1/\sqrt{w_i}$.

Parmi ces quatre composantes, les deux angles $(\text{R.A.}, \text{Dec.})_i$ sur le ciel sont donnés par la position du quasar sur la voûte céleste. Nous discutons du calcul de la distance r_i du pixel dans la section 3.3.

L'estimation de la fluctuation de flux transmis δ_i et de son poids w_i est plus délicate et est présentée dans la suite de cette section. Cette estimation est inspirée de Busca et al. [37] et de Delubac et al. [38]. Elle est aussi inspirée et a contribué à l'étude présentée dans Bautista et al. [18]. Cette estimation passe par trois grandes phases : une phase d'extraction des données, une phase itérative de détermination du continu du quasar et de son ajustement sur chaque spectre, puis finalement une phase de « projection des delta ».

Avant de présenter toute la chaîne d'extraction des données à partir des spectres, nous donnons dans le tableau 3.3 les différentes définitions des variables importantes à cette étude.

Variable	Notation	Valeur
Raie d'absorption Ly α	$\lambda_{\text{R.F.},line}$	1215.67
Bordure inférieure de la forêt	$\lambda_{\text{R.F.},min}$	1040
Bordure supérieure de la forêt	$\lambda_{\text{R.F.},max}$	1200
Bordure inférieure de l'intervalle de normalisation	$\lambda_{\text{R.F.},n,min}$	1275
Bordure supérieure de l'intervalle de normalisation	$\lambda_{\text{R.F.},n,max}$	1295
Bordure inférieure de l'intervalle de longueur d'onde observée	$\lambda_{\text{Obs.},min}$	3600
Bordure supérieure de l'intervalle de longueur d'onde observée	$\lambda_{\text{Obs.},max}$	7235
Nombre minimal de pixel	$N_{\text{pixel},min}$	50
Valeur de AND_MASK	A_M	0
Minimum du FLUX_DLA	F_DLA _{min}	0.8

TABLE 3.3 Liste des définitions des variables importantes dans l'étude des forêts-Ly α . Les longueurs d'onde sont en Ångström.

3.2.1 Extraction des données des spectres individuels

Dans la section précédente nous avons vu quelles étaient les différentes coupures à effectuer sur le catalogue de quasars afin de ne garder que ceux susceptibles d'avoir une forêt. Nous avons ainsi une liste de 174,617 quasars, d'après le tableau 3.2. Ces quasars sont de bonne qualité, avec un redshift $z \in [2, 6]$, et ne possèdent pas de BAL.

Pour cette liste de quasar nous appliquons le processus d'extraction des données présenté en figure 3.6.

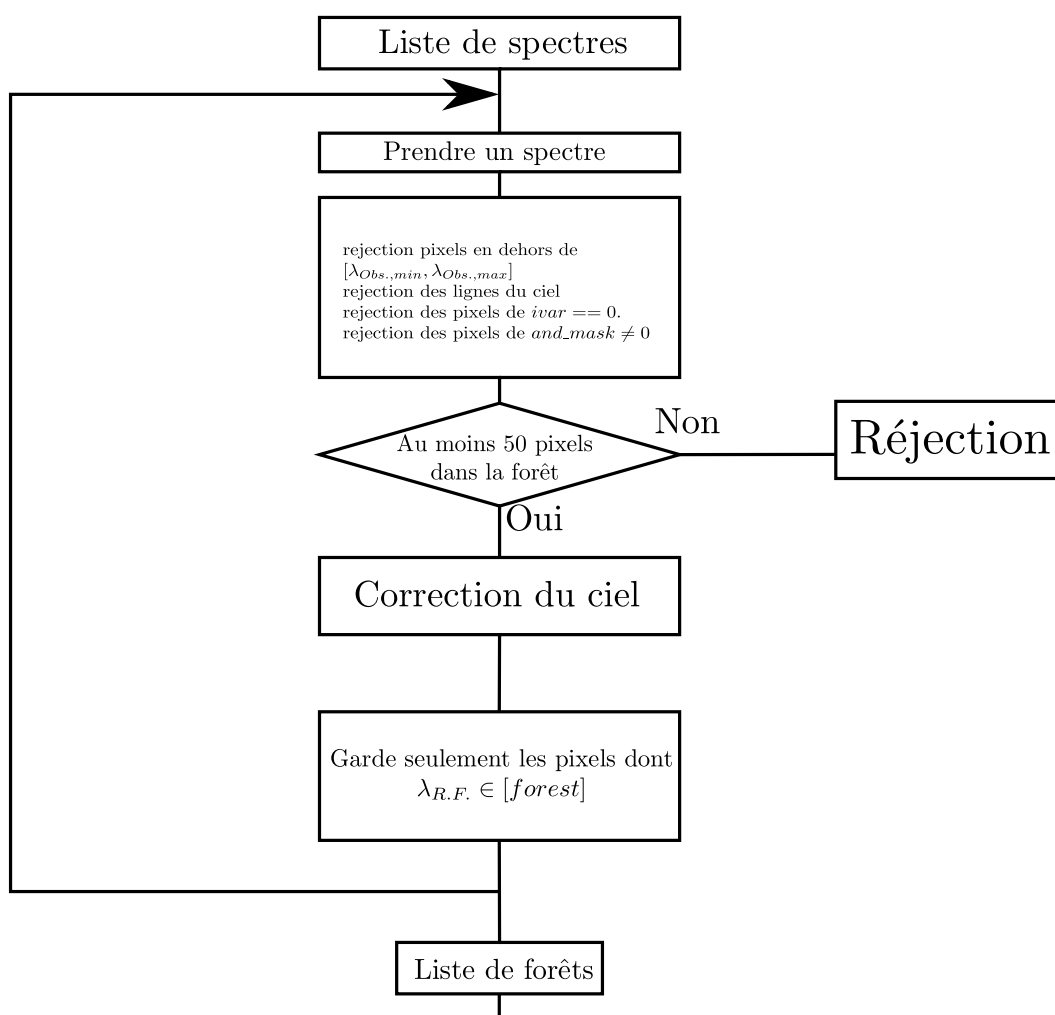


FIGURE 3.6 Description du processus d'extraction des données à partir d'une liste de quasar.

Pour chaque quasar, une liste d'étape et de mesure est décrite dans cette figure. Nous en donnons ici une description.

- Pour chaque quasar, nous sélectionnons le spectre de la meilleure observation.

- Réjection des pixels de longueur d'onde observée $\lambda_{\text{Obs.}} \notin [\lambda_{\text{Obs.,min}}, \lambda_{\text{Obs.,max}}]$.
- Réjection des raies du ciel, qu'elles soient d'absorption ou d'émission. Liste donnée dans le tableau A.1 de l'annexe A.
- Réjection des pixels dont l'inverse de la variance est négative ou nulle : $\text{IVAR} \leq 0$.
- Réjection des pixels dont la valeur du masque « AND » n'est pas égale à la valeur A_M : $\text{AND_MASK} \neq \text{A_M}$.
- Comptage du nombre de pixels de la forêt-Ly α , de longueur d'onde dans le référentiel du quasar $\lambda_{\text{R.F.}} \in [\lambda_{\text{R.F.,min}}, \lambda_{\text{R.F.,max}}]$. Si ce nombre est inférieur à $N_{\text{pixel,min}}$, alors tout le quasar est rejeté. Le nombre minimal de pixels $N_{\text{pixel,min}}$ est choisi de manière à limiter la corrélation entre les pixels tout en gardant une statistique importante. Le panneau gauche de la figure 3.7 donne en vert l'évolution du nombre total de pixels avec $N_{\text{pixel,min}}$. Dans cette étude nous choisissons $N_{\text{pixel,min}} = 50$.
- Le flux de chaque pixel du spectre est corrigé pour les erreurs multiplicatives de calibration du flux. Ces erreurs sont liées aux mesures par le pipeline, des étoiles standards et du ciel. Dans cette analyse, la correction est calculée à partir de la forêt-CIV ($\lambda_{\text{R.F.}} \in [1410, 1530] \text{ \AA}$). Ce calcul est très similaire à l'analyse des forêts-Ly α . Cette calibration du flux est donnée en figure 3.7, dans le panneau de droite. Cette correction est au maximum de 4%.
- Enfin, la dernière étape est de ne garder pour chaque quasar que les pixels qui sont dans la forêt-Ly α . En pratique, nous conservons également aussi quelques pixels sur 3 \AA de part et d'autre de l'intervalle de la forêt. Ces pixels permettent d'éviter les divergences liées aux interpolations aux bords de l'intervalle.

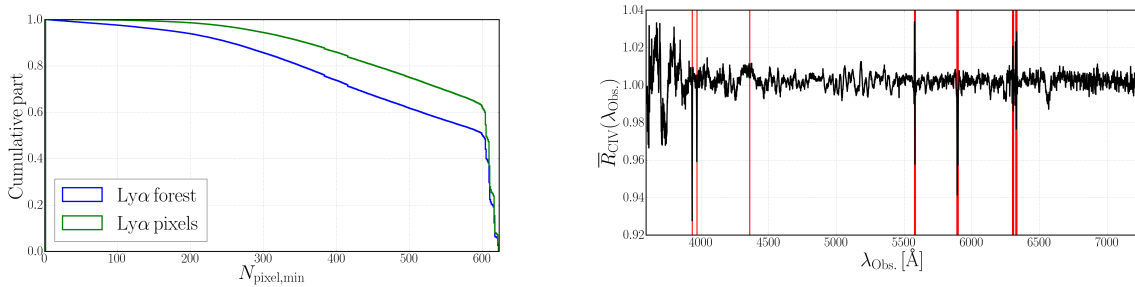


FIGURE 3.7 Panneau de gauche : distribution normalisée et cumulative du nombre de forêt-Ly α (en bleu) et du nombre total de pixels (en vert) en fonction du nombre minimal de pixels dans la forêt-Ly α : $N_{\text{pixel,min}}$. Panneau de droite : calibration multiplicative du flux des quasars avec les résidus dans la forêt-CIV. Les raies du ciel, dans les bandes rouges, sont masquées dans l'analyse des forêts-Ly α . La différence de cette correction par rapport à 1 reflète les erreurs de calibration du flux dans le pipeline grâce aux cibles du ciel et aux étoiles standards.

Cette longue extraction de données nous permet d’obtenir le spectre normalisé de chaque quasar, donné par le pipeline ; c’est-à-dire pour chaque pixel : la longueur d’onde observée, la longueur d’onde dans le référentiel au repos, le flux et l’erreur sur le flux.

3.2.2 Prise en compte des DLA

Une partie de ces spectres présente de larges raies d’absorption, ce sont les DLA (*Damped Lyman- α Absorption* : Absorption Lyman- α lorentzienne). Ces absorptions sont dues à la présence de gaz d’hydrogène neutre très dense absorbant l’intégralité du flux à une longueur d’onde donnée. Par convention, un DLA est défini pour une densité colonne $N(HI) \geq 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Dans DR12, environ 15% des spectres présentent au moins un DLA. Le catalogue de DLA¹ est présenté dans une version antérieure dans Noterdaeme et al. [39] et dans Noterdaeme et al. [40]. Il contient près de 35,000 DLA, avec dans 80% des cas un seul DLA par spectre, dans 15% des cas deux DLA par spectre et 5% avec strictement plus de deux DLA par spectre.

Pour chacun de ces DLA, nous calculons le flux qu’il absorbe en fonction du pixel avec un profil de Voigt (courbe verte de la figure 3.8), selon la méthode présentée dans Noterdaeme et al. [40]. Ce flux absorbé, $F \in [0, 1]$, vaut 1 s’il n’y a pas d’absorption et vaut 0 si tout le flux est absorbé. Les pixels pour lesquels le flux transmis est inférieur à 80% ($F_{\text{DLA}}(\lambda_{\text{R.F.},i}) < 0.8$), sont rejetés. Les autres pixels sont corrigés de l’absorption du DLA par le profil de Voigt. Cette correction est effectuée au moment de l’ajustement du continu du quasar, voir équation 3.6.

La figure 3.8 donne l’exemple d’un quasar de redshift $z_{\text{QSO}} = 2.85$, dont le spectre présente un DLA. La courbe verte donne le profil de Voigt : l’estimation du flux absorbé par le DLA.

3.2.3 Définition du champ de fluctuation de flux

Nous obtenons désormais une liste de spectres de quasar, avec pour chaque pixel i la valeur de la longueur d’onde observée : $\lambda_{\text{Obs.},i}$, la longueur d’onde au repos : $\lambda_{\text{R.F.},i}$, le flux normalisé : f_i , l’inverse de la variance normalisée : $ivar_i = 1/\sigma_{pip}^2$ et enfin quand c’est nécessaire, la proportion de flux transmis en présence d’un DLA : $F_{\text{DLA}}(\lambda_{\text{R.F.},i})$.

1. <http://www2.iap.fr/users/noterdae/DLA/DLA.html>

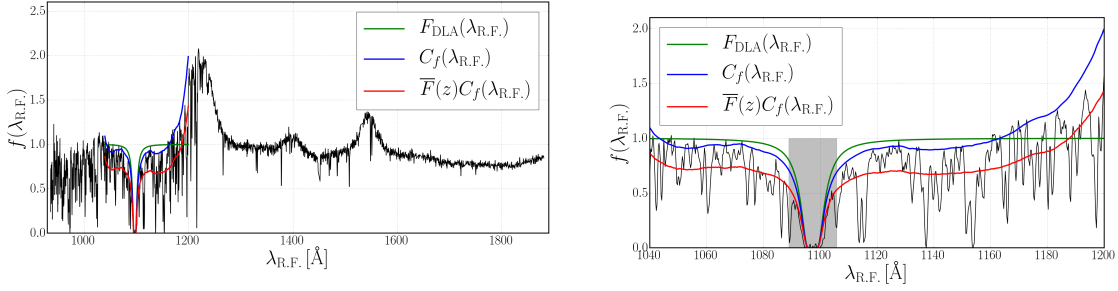


FIGURE 3.8 Exemple d'un quasar de SDSS présentant un DLA. Le quasar possède un redshift $z_{QSO} = 2.85$, un SNR par pixel de la forêt-Ly α $\overline{SNR} = 25$, une magnitude $mag_r = 18$ et est référencé par : (thingID, plate, MJD, fiberId) = (503642587, 5156, 55925, 156). Le DLA possède un redshift $z_{DLA} = 2.47$ et une densité de colonne d'hydrogène neutre $N_{HI} = 10^{20.8} \text{ cm}^{-2}$. Le panneau de gauche donne tout le spectre du quasar et le panneau de droite donne seulement la forêt-Ly α . La courbe verte donne le flux absorbé par le DLA, la courbe bleue donne le produit du continu du quasar avec le flux absorbé par le DLA. Enfin, la courbe rouge donne la moyenne du flux dans ce spectre et la section grise montre les pixels coupés par la condition $F_{DLA} > 0.8$.

3.2.3.1 Définition

Dans cette section nous allons décrire le calcul du champ de fluctuation du flux au pixel i , δ_i , ainsi que le poids associé, w_i , pour le spectre de la forêt f . Ceux-ci sont définis par :

$$\delta_i = \frac{f_i}{\overline{F}(\lambda_{\text{Obs.},i})C_f(\lambda_{\text{R.F.},i})} - 1, \quad (3.4)$$

$$\frac{1}{w_i} = \text{Var}_{\delta_i} = \frac{\sigma_{pip}^2}{\eta(\lambda_{\text{Obs.},i}) (\overline{F}(\lambda_{\text{Obs.},i})C_f(\lambda_{\text{R.F.},i}))^2} + \sigma_{\text{LSS}}^2(\lambda_{\text{Obs.},i}). \quad (3.5)$$

Le poids w_i est défini comme l'inverse de la variance du champ de fluctuation δ_i . Cette variance est composée d'une partie liée à la précision et au bruit de la mesure (le premier terme) et d'une variance intrinsèque (le second terme).

La grandeur $\eta(\lambda_{\text{Obs.},i}) \approx 1$ prend en compte les erreurs possibles de déterminations de la variance, σ_{pip}^2 , par le pipeline. Dans SDSS, la détermination de la variance des données est correcte à 20% près. Nous avons ainsi $\eta \in [0.8, 1.2]$.

La grandeur $\sigma_{\text{LSS}}^2(\lambda_{\text{Obs.},i})$ donne la variance intrinsèque due aux structures à grande échelle (LSS). Cette variance évolue en fonction de la longueur d'onde observée, c'est-à-dire en fonction du redshift.

Dans les deux définitions, $\overline{F}(\lambda_{\text{Obs.},i})$ donne la fraction moyenne de flux transmis à une certaine longueur d'onde ou de manière équivalente à un certain redshift (en supposant que toute l'absorption est due au Ly α). Ce flux transmis, $\overline{F} \in [0, 1]$, vaut 1 si il n'y a pas d'absorption et vaut

0 si tout le flux est absorbé.

Enfin, le dernier terme, $C_f(\lambda_{\text{R.F.},i})$, est une estimation du continu du quasar f dans la forêt-Ly α pour le pixel i . Un quasar n'est pas un objet standard. Ainsi, la forme du continu change d'un quasar à un autre. Pour prendre cet effet en compte, C_f est défini pour chaque quasar comme :

$$C_f(\lambda_{\text{R.F.},i}) = F_{\text{DLA}}(\lambda_{\text{R.F.},i}) \overline{C}(\lambda_{\text{R.F.},i}) (A_{f,1} + A_{f,2}(\lambda_{\text{R.F.},i} - \overline{\lambda_{\text{R.F.},f}})), \quad (3.6)$$

où $\overline{C}(\lambda_{\text{R.F.},i})$ est la moyenne du continu sur tous les spectres et où $(A_{f,1}, A_{f,2})$ sont deux paramètres ajustés sur chaque spectre (voir C.1). La moyenne de longueur d'onde dans le référentiel du quasar est donnée, pour chaque forêt, par :

$$\overline{\lambda_{\text{R.F.},f}} = \frac{\sum_{i \in f} w_i \lambda_{\text{R.F.},i}}{\sum_{i \in f} w_i}. \quad (3.7)$$

Ces deux paramètres sont déterminés en maximisant la fonction de vraisemblance donnée par :

$$L = \prod_i P(f_i | C_f(\lambda_i)), \quad (3.8)$$

où i est un pixel du quasar f et $P(f_i | C_f(\lambda_i))$ est la probabilité d'observer le flux f_i sachant un continu de quasar $C_f(\lambda_i)$ donné.

Cette probabilité est donnée par le produit de convolution entre la probabilité intrinsèque $D(F = f_i/C_f, z_i)$ et la résolution observationnelle supposée être gaussienne. Nous avons ainsi :

$$P(f_i | C_f(\lambda_i)) \propto \int_0^1 dF D(F, z_i) \exp \left[\frac{-(FC_f - f_i)^2}{2 \sigma_{pip}^2} \right], \quad (3.9)$$

où $D(F, z)$ est supposée suivre le modèle log-normal des simulations [41], elles-mêmes suivant la mesure de McDonald et al. [42]. La densité de probabilité $D(F, z)$ donne à un redshift z la probabilité que le flux transmis soit égal à F .

3.2.3.2 Calcul

Ainsi, pour calculer le champ de fluctuation du flux il nous est nécessaire de mesurer \overline{F} , \overline{C} , η et σ_{LSS}^2 . Or, ces quatre grandeurs sont mesurées à partir du champ d'absorption. Nous procédons donc à un calcul itératif.

Pour la première étape de ce calcul, nous supposons $\overline{F}(\lambda_{\text{Obs.}}) = 1$, $\overline{C}(\lambda_{\text{R.F.}}) = 1$, $\eta(\lambda_{\text{Obs.}}) = 1$ et $\sigma_{\text{LSS}}^2(\lambda_{\text{Obs.}}) = 0.1$. À chaque itération, η et σ_{LSS}^2 sont calculés en séparant les δ par bins de longueur d'onde observée et en ajustant la fonction $Var_{\delta} = f(\sigma_{\text{pip}}^2)$ (cf. eqn. 3.5). Les grandeurs \overline{F} et \overline{C} sont ensuite corrigées de la moyenne des δ en longueur d'onde respectivement observée et au repos. Si l est l'indice de l'itération, nous avons :

$$\overline{F}_{l+1}(\lambda_{\text{Obs.}}) = \overline{F}_l(\lambda_{\text{Obs.}}) (\langle \delta(\lambda_{\text{Obs.}}) \rangle_{l+1} + 1), \quad (3.10)$$

$$\overline{C}_{l+1}(\lambda_{\text{R.F.}}) = \overline{C}_l(\lambda_{\text{R.F.}}) (\langle \delta(\lambda_{\text{R.F.}}) \rangle_{l+1} + 1). \quad (3.11)$$

Dans cette analyse itérative, les critères de convergence sont donnés par :

$$\begin{aligned} |\langle \delta \rangle| &\lesssim 10^{-7}, \\ |\langle g_{l+1} - g_l \rangle| &\lesssim 10^{-7}, \\ \langle (g_{l+1} - g_l)^2 \rangle &\lesssim 10^{-7}, \end{aligned} \quad (3.12)$$

où g est l'une des fonctions suivantes $\{\overline{F}, \overline{C}, \eta, \sigma_{\text{LSS}}^2\}$ et l est l'indice de l'itération. La convergence est aussi vérifiée visuellement en comparant les différentes versions des quatre fonctions à l'étape l et à l'étape $l + 1$. Moins de 10 itérations sont nécessaires pour atteindre la convergence.

La figure 3.9 donne le résultat de la convergence de ces quatre fonctions.

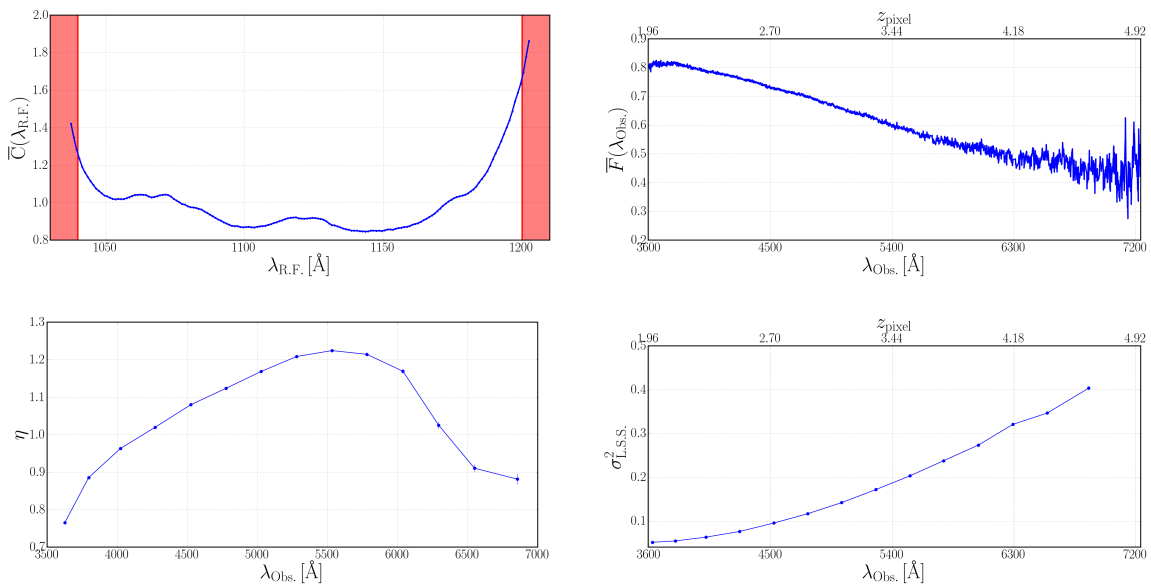


FIGURE 3.9 Convergence des différentes fonctions : \overline{C} , \overline{F} , η et σ_{LSS}^2 . Dans le panneau haut gauche, les zones en rouge donnent la partie du spectre utilisée seulement pour obtenir le continu. Cette région n'est pas utilisée pour le calcul des δ .

Le panneau du haut gauche présente le continu du quasar, \overline{C} , pour un binning de 1 Å. Le panneau du haut droit donne la fraction moyenne de flux transmis, \overline{F} . Celle-ci montre que selon la densité de probabilité, $D(F, z_i)$, qui apparaît dans l'équation 3.9, il y a une plus grande probabilité d'absorber du flux à grand redshift qu'à petit redshift. Ainsi, selon cette densité de probabilité, plus le redshift augmente et plus l'univers est opaque au longueur d'onde observée : $\lambda_{\text{Obs.}} < 1215.67 \text{ \AA}$. Dans le panneau en bas à gauche, η est donné en fonction de la longueur d'onde observée. Cette grandeur est proche mais pas égale à 1. Ce résultat semble indiquer que le pipeline donne une estimation de la variance fiable à plus ou moins 20%. Enfin, dans le panneau du bas à droite, la variance des structures à grande échelle est donnée en fonction de la longueur d'onde observée et du redshift. Cette mesure indique que le flux transmis est plus homogène à bas redshifts qu'à haut redshifts.

La figure 3.10 donne l'exemple d'un spectre de quasar de SDSS ajusté avec la méthode décrite dans cette section.

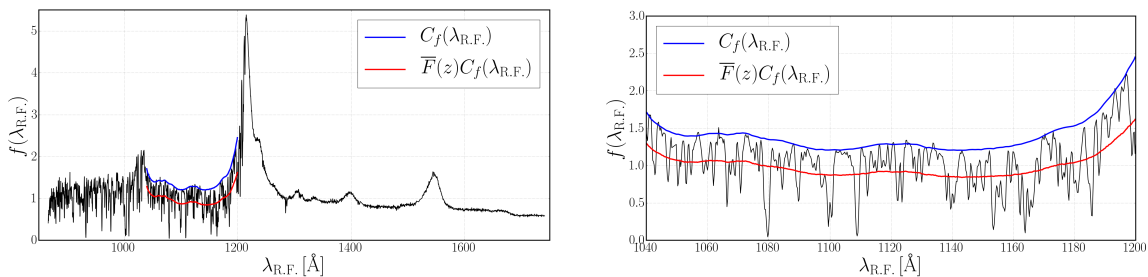


FIGURE 3.10 Exemple d'un quasar de SDSS ajusté avec la méthode de cette analyse. Le quasar a un redshift $z_{QSO} = 3.58$, un SNR par pixel de la forêt-Ly α $\overline{SNR} = 33$, une magnitude $mag_r = 17$ et est référencé par : (thingID, plate, MJD, fiberId) = (402945495, 4646, 55622, 358). Le panneau de gauche présente tout le spectre du quasar et le panneau de droite seulement la forêt-Ly α . La courbe bleue présente le continu du quasar C_f . La courbe rouge donne le produit du continu du quasar avec la fraction moyenne de flux transmis : $\overline{F}C_f$.

3.2.4 Projection des fluctuations du flux

Toute cette procédure nous donne ainsi une estimation des fluctuations de transmission de flux. Or, cette procédure produit une distorsion des fonctions de corrélation. En effet, la corrélation entre deux pixels de la même forêt est transformée par l'ajustement du continu du quasar et les erreurs possibles de cet ajustement. L'idée de cette section est de transformer le champ de δ afin de rendre cette distorsion prédictible. Cette transformation porte le nom de « projection des δ ».

La figure 3.11 illustre cette distorsion des fonctions de corrélations. Pour les simulations présentées dans le chapitre 6, cette figure montre la fonction de corrélation croisée entre les pixels et les quasars. Les points donnent la moyenne des 100 simulations, et les courbes donnent la moyenne de leur ajustement. La courbe et les points verts donnent le cas où aucun continu du quasar n'est présent. Il n'y a donc pas de distorsion de la fonction de corrélation. En revanche, la courbe et les points bleus donnent le cas où un continu du quasar est ajouté. La différence entre le vert et le bleu montre ainsi cette distorsion.

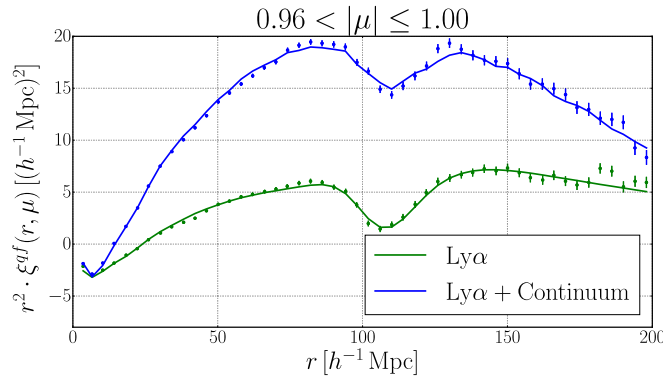


FIGURE 3.11 Représentation de la fonction de corrélation croisée multipliée par le carré du module de la distance au centre du bin, r^2 , pour les paires le long de la ligne de visée. Les points donnent la moyenne des 100 simulations alors que les courbes donnent la moyenne de leur ajustement. Le vert donne les simulations sans continu et le bleu donne les simulations avec continu.

3.2.4.1 Erreur de l'ajustement du continu

Nous allons relier la fluctuation mesurée par la méthode précédente δ^m à la vraie fluctuation de flux δ^v . Comme donné en équation 3.4, la mesure de la fluctuation de flux est :

$$\delta_i^m = \frac{f_i}{\overline{F}_i \overline{C}_i (A_1 + A_2(\lambda_{R.F.,i} - \lambda_{R.F.}))} - 1. \quad (3.13)$$

Comme expliqué dans la section précédente, A_1 et A_2 sont ajustés afin d'obtenir le continu non absorbé du quasar. Nous supposons que cet ajustement correspond bien à la réalité physique. La validité de cette supposition est supportée par l'analyse des simulations (voir section 6.2.5.1). Nous pouvons alors dire que $A_1 = A_1^v + \delta_{A_1}^m$ et de même $A_2 = A_2^v + \delta_{A_2}^m$. Dans ces deux définitions, « m » est pour « mesuré » et « v » pour « vrai ». $\delta_{A_1}^m$ et $\delta_{A_2}^m$ donnent ainsi les probables erreurs

de mesure. Nous avons ainsi :

$$\delta_i^m = \frac{f_i}{\overline{F}_i \overline{C}_i \left(A_1^v + \delta_{A_1}^m + (A_2^v + \delta_{A_2}^m)(\lambda_{R.F.,i} - \overline{\lambda_{R.F.}}) \right)} - 1, \quad (3.14)$$

ce qui peut être réduit en :

$$\delta_i^m = \frac{f_i}{\overline{F}_i \overline{C}_i \left(A_1^v + A_2^v(\lambda_{R.F.,i} - \overline{\lambda_{R.F.}}) \right) \left[1 + \frac{\delta_{A_1}^m + \delta_{A_2}^m (\lambda_{R.F.,i} - \overline{\lambda_{R.F.}})}{A_1^v + A_2^v (\lambda_{R.F.,i} - \overline{\lambda_{R.F.}})} \right]} - 1. \quad (3.15)$$

Par un développement limité, nous obtenons ainsi :

$$\delta_i^m = (\delta_i^v + 1) \left[1 - \frac{\delta_{A_1}^m + \delta_{A_2}^m (\lambda_{R.F.,i} - \overline{\lambda_{R.F.}})}{A_1^v + A_2^v (\lambda_{R.F.,i} - \overline{\lambda_{R.F.}})} \right] - 1, \quad (3.16)$$

où la vraie fluctuation de flux δ_i^v est donnée de manière similaire à la mesure de la fluctuation de flux par :

$$\delta_i^v = \frac{f_i}{\overline{F}_i \overline{C}_i \left(A_1^v + A_2^v (\lambda_{R.F.,i} - \overline{\lambda_{R.F.}}) \right)} - 1. \quad (3.17)$$

L'effet du paramètre A_2 étant un effet du second ordre par rapport à l'effet de A_1 (voir C.1), le développement limité de l'équation 3.16 se réduit à l'équation suivante, où nous ne gardons que les termes linéaires en δ :

$$\delta_i^m = \delta_i^v - \delta_{A_1}^m - \delta_{A_2}^m (\lambda_{R.F.,i} - \overline{\lambda_{R.F.}}), \quad (3.18)$$

où nous avons redéfini les erreurs $\delta_{A_1}^m$ et $\delta_{A_2}^m$ avec le quotient $1/A_1^v$.

Pour résumer, pour chaque forêt f , et pour chaque pixel i de cette forêt, la mesure de la fluctuation de champ de transmission $\delta_{f,i}^m$ est liée à la vraie fluctuation de champ de transmission $\delta_{f,i}^v$ par :

$$\delta_{f,i}^m = \delta_{f,i}^v - a_{1,f} - a_{2,f} (\lambda_{R.F.,i} - \overline{\lambda_{R.F.,f}}), \quad (3.19)$$

où $a_{1,f}$ et $a_{2,f}$ sont deux constantes inconnues, variant de forêt à forêt.

3.2.4.2 Définition des vecteurs

L'équation 3.19 peut être réécrite en termes de vecteur. Pour chaque forêt f , nous avons alors :

$$\begin{pmatrix} \delta_0^m \\ \dots \\ \delta_{N_f-1}^m \end{pmatrix}_f = \begin{pmatrix} \delta_0^v \\ \dots \\ \delta_{N_f-1}^v \end{pmatrix}_f - a_{1,f} \begin{pmatrix} 1 \\ \dots \\ 1 \end{pmatrix} - a_{2,f} \begin{pmatrix} \lambda_{\text{R.F.},0} - \overline{\lambda_{\text{R.F.},f}} \\ \dots \\ \lambda_{\text{R.F.},N_f-1} - \overline{\lambda_{\text{R.F.},f}} \end{pmatrix}. \quad (3.20)$$

On peut alors définir les vecteurs δ_f^m , δ_f^v , v_1 et v_2 :

$$\delta_f^m = \delta_f^v - a_{1,f}v_1 - a_{2,f}v_2. \quad (3.21)$$

Nous pouvons définir le produit scalaire par :

$$u \cdot v = u^\top v = \frac{\sum_i w_i u_i v_i}{\sum_i w_i}, \quad (3.22)$$

où w_i est le poids associé au pixel i . Nous avons alors pour les vecteurs v_1 et v_2 :

$$\|v_1\|^2 = 1, \quad (3.23)$$

et

$$\|v_2\|^2 = \frac{\sum_i w_i (\lambda_{\text{R.F.},i} - \overline{\lambda_{\text{R.F.},f}})^2}{\sum_i w_i}, \quad (3.24)$$

et enfin,

$$v_1^\top v_2 = \frac{\sum_i w_i (\lambda_{\text{R.F.},i} - \overline{\lambda_{\text{R.F.},f}})}{\sum_i w_i} = 0. \quad (3.25)$$

3.2.4.3 Définition du projecteur

L'équation 3.21 donne la relation entre le champ mesuré et le champ vrai. Dans cette équation les deux paramètres $a_{1,f}$ et $a_{2,f}$ sont inconnus. Nous cherchons alors une transformation supprimant leur effet. Celle-ci est donnée par le projecteur \mathbb{P} défini par :

$$\mathbb{P}\delta_f^m = \mathbb{P}\delta_f^v. \quad (3.26)$$

Ainsi, cette projection agit à la fois sur le modèle et sur les données. La transformation du modèle est discutée dans cette partie et également dans la section 4.2.6.

Le projecteur donne ainsi un vecteur perpendiculaire au plan (v_1, v_2) , c'est-à-dire :

$$\mathbb{P}[av_1 + bv_2] = 0, \forall (a, b) \in \mathbb{R}^2. \quad (3.27)$$

Les vecteurs v_1 et v_2 étant perpendiculaires, le projecteur transformant u en \tilde{u} , est donné par :

$$\tilde{u}_i = [\mathbb{P}u]_i = u_i - \frac{v_{1,i}(v_1^\top u)}{\|v_1\|^2} - \frac{v_{2,i}(v_2^\top u)}{\|v_2\|^2}, \quad (3.28)$$

d'où :

$$\tilde{u}_i = u_i - \frac{\sum_j w_j u_j}{\sum_j w_j} - \frac{(\lambda_{R.F.,i} - \overline{\lambda_{R.F.,f}}) \sum_j w_j (\lambda_{R.F.,j} - \overline{\lambda_{R.F.,f}}) u_j}{\sum_j w_j (\lambda_{R.F.,j} - \overline{\lambda_{R.F.,f}})^2}, \quad (3.29)$$

ce qui peut être réécrit comme :

$$\tilde{u}_i = \mathbb{P}[u]_i = \sum_j P_{ij} u_j, \quad (3.30)$$

où les éléments P_{ij} sont donnés par :

$$P_{ij} = \delta_{ij}^K - \frac{w_j}{\sum_l w_l} - \frac{w_j (\lambda_{R.F.,i} - \overline{\lambda_{R.F.,f}}) (\lambda_{R.F.,j} - \overline{\lambda_{R.F.,f}})}{\sum_l w_l (\lambda_{R.F.,l} - \overline{\lambda_{R.F.,f}})^2}, \quad (3.31)$$

où δ_{ij}^K est le symbole de Kronecker et la somme court sur tous les pixels de la forêt.

3.2.4.4 Projection du champ de fluctuation δ

Avec l'expression de la projection de l'équation 3.29 ainsi que la relation entre la mesure et la vérité du champ de fluctuation de l'équation 3.19, nous obtenons :

$$\widetilde{\delta}_{f,i}^m = \widetilde{\delta}_{f,i}^v, \quad (3.32)$$

où :

$$\widetilde{\delta}_{f,i}^m = \delta_{f,i}^m - \overline{\delta_f^m} - (\lambda_{R.F.,i} - \overline{\lambda_{R.F.,f}}) \frac{\sum_j w_j (\lambda_{R.F.,j} - \overline{\lambda_{R.F.,f}}) \delta_{f,j}^m}{\sum_j w_j (\lambda_{R.F.,j} - \overline{\lambda_{R.F.,f}})^2}, \quad (3.33)$$

et

$$\widetilde{\delta}_{f,i}^v = \delta_{f,i}^v - \overline{\delta}_f^v - (\lambda_{\text{R.F.},i} - \overline{\lambda_{\text{R.F.},f}}) \frac{\sum_j w_j (\lambda_{\text{R.F.},j} - \overline{\lambda_{\text{R.F.},f}}) \delta_{f,j}^v}{\sum_j w_j (\lambda_{\text{R.F.},j} - \overline{\lambda_{\text{R.F.},f}})^2}. \quad (3.34)$$

Pour résumer cette longue démonstration il faut remarquer plusieurs éléments :

- L'absence de connaissance du continu de chaque quasar nous oblige à en faire un ajustement.
- Cet ajustement fournit une estimation du continu qui n'est pas parfaite. Elle modifie la corrélation physique entre les différents pixels d'une même forêt.
- Les fluctuations mesurées du champ d'absorption sont reliées aux vrais fluctuations de ce champ par le projecteur \mathbb{P} , dont l'expression est donnée en équation 3.29.
- Dans cette analyse, il n'est pas possible de mesurer la vérité des fluctuations du champ d'absorption δ^v , mais seulement sa projection $\widetilde{\delta}^v$.

Dans la suite de ce manuscrit, la mesure des fluctuations de flux est systématiquement projetée. Nous omettrons donc le tilde (\sim) et ainsi $\delta_{f,i}^m$ donne maintenant la mesure de la fluctuation de flux après projection.

3.2.5 Soustraction de la moyenne en bin de longueur d'onde observée

La dernière étape permettant de définir le champ de fluctuation d'absorption consiste à supprimer explicitement la moyenne du champ de delta par bins de longueur d'onde. On a ainsi :

$$\widetilde{\delta}_i(\lambda_{\text{Obs.}}) = \delta_i(\lambda_{\text{Obs.}}) - \overline{\delta(\lambda_{\text{Obs.}})} \quad (3.35)$$

Ce nouveau changement est en partie réalisé lors de l'ajustement du continu du quasar, donné en équation 3.4, par la division du flux observé f_i par le flux moyen transmis $\overline{F}(\lambda_{\text{Obs.},i})$. L'équation 3.35 permet de réaliser cette soustraction explicitement et avec exactitude. Comme pour la projection des delta, dans la suite de ce manuscrit nous abandonnons le tilde (\sim), afin de ne pas surcharger les différentes équations.

Ce nouveau changement du champ de delta n'apporte pas de distorsion, ou du moins pas de distorsion mesurable avec la précision des données et des simulations. Il se révèle très utile et important lors de la mesure de la fonction de corrélation croisée entre la distribution des quasars et le champ de delta. En effet, il permet d'avoir $\xi^{qf} \rightarrow 0$ à grande séparation pour n'importe

quelle distribution en redshift des quasars. Sans cette définition, la fonction de corrélation croisée tend vers une valeur différente de zéro à grande séparation. Cette valeur est donnée par la convolution entre la distribution en redshift des quasars et la moyenne des delta en bin de longueur d'onde observée.

3.3 Distance des objets

Après toute cette chaîne d'analyse nous avons un catalogue de quasars et un catalogue de fluctuations de flux. Le catalogue de quasars compte 234,367 objets de redshift $z_{QSO} \in [1.7, 5.8]$. Le catalogue de pixels compte 82,652,260 pixels de redshift $z_{pixel} \in [1.96, 4.96]$. Afin de calculer la fonction de corrélation, nous avons besoin de connaître la distance entre les deux objets. Ces derniers sont donnés par les deux vecteurs :

$$\vec{q}_k = (\text{R.A.}, \text{Dec.}, r)_k, \quad (3.36)$$

$$\vec{\delta}_i = (\text{R.A.}, \text{Dec.}, r, \delta, w)_i. \quad (3.37)$$

La distance r [h^{-1} Mpc] est une fonction du redshift. Pour les quasars, le redshift, z_k , est donné dans les catalogues DR7 et DR12. Pour les pixels, nous supposons que toute l'absorption dans la forêt-Ly α est due à l'hydrogène neutre de l'IGM. Nous obtenons alors le redshift du pixel : $z_i = \lambda_{\text{Obs.},i}/1215.67 - 1$.

Dans cette analyse, la cosmologie Λ CDM de Planck 2015, donnée dans Planck Collaboration et al. [1], est utilisée afin de convertir le redshift en distance. La figure 3.12 présente dans le panneau gauche la distance d'un objet en fonction du redshift et dans le panneau droit la distribution des redshifts des quasars et des pixels.

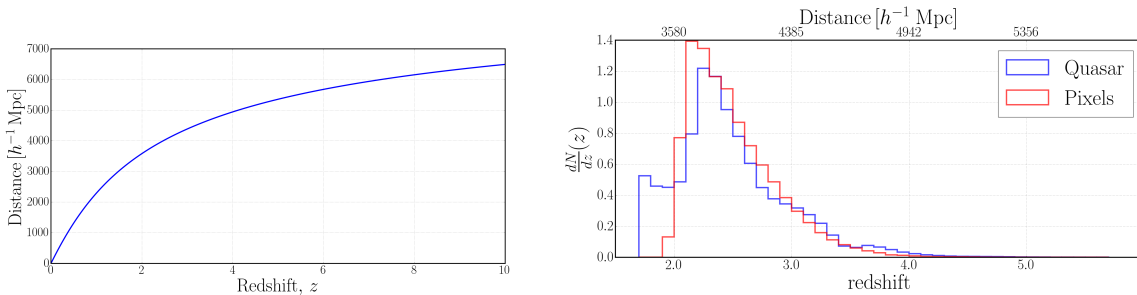


FIGURE 3.12 Panneau de gauche : distance d'un objet en fonction de son redshift cosmologique selon la cosmologie Λ CDM de Planck 2015, donnée dans Planck Collaboration et al. [1]. Panneau de droite : distribution normalisée des redshifts des quasars et des pixels.

Le choix de la cosmologie dite fiducielle pour convertir les redshifts en distances n'est pas sans conséquence sur notre mesure. Comme expliqué dans la section traitant de la mesure de l'échelle BAO (section 1.3.5), cette étude mesure les deux paramètres α_{\parallel} et α_{\perp} qui donnent le rapport

entre une valeur mesurée et une valeur attendue :

$$\alpha_{\parallel} = \frac{[D_H(z_{\text{eff}})/r_d]_{\text{measured}}}{[D_H(z_{\text{eff}})/r_d]_{\text{fiducial cosmo}}}, \quad (3.38)$$

$$\alpha_{\perp} = \frac{[D_M(z_{\text{eff}})/r_d]_{\text{measured}}}{[D_M(z_{\text{eff}})/r_d]_{\text{fiducial cosmo}}}, \quad (3.39)$$

où z_{eff} est le redshift moyen de la mesure de BAO (voir section 4.2.3). Différentes cosmologies fiducielles donnent ainsi différentes valeurs de ces deux paramètres.

La mesure des deux paramètres $D_H(z_{\text{eff}})/r_d$ et $D_M(z_{\text{eff}})/r_d$ est en revanche indépendante de la cosmologie fiducielle avec une grande précision. En effet, les BAO sont réellement une mesure de différence de redshift $\Delta z(z_{\text{eff}})$ et de différence d'angle $\Delta\theta(z_{\text{eff}})$. Ces deux mesures, converties en $D_H(z_{\text{eff}})/r_d$ et $D_M(z_{\text{eff}})/r_d$ respectivement, sont indépendantes de toutes suppositions sur la cosmologie fiducielle. Afin de simplifier l'interprétation des résultats nous avons choisi la cosmologie de la dernière publication de Planck. Ce choix permet de mieux comparer nos mesures des paramètres de l'échelle BAO et des biais des traceurs avec les autres études qui utilisent cette même cosmologie.

Chapitre 4

Fonctions de corrélation : calcul et résultats

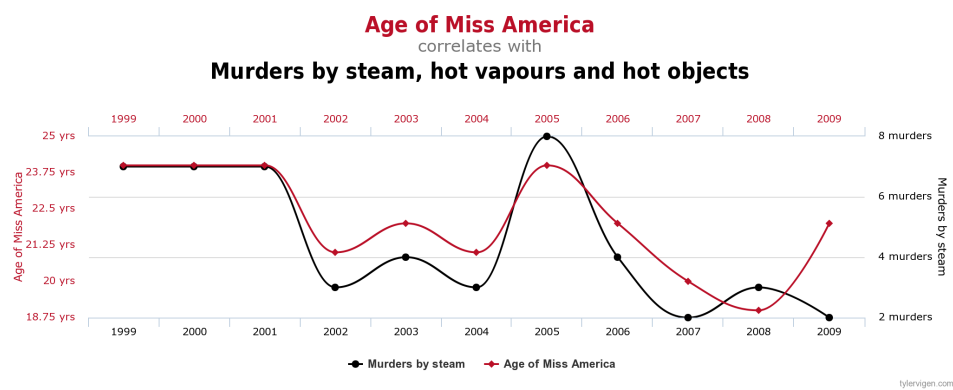


FIGURE 4.1 Exemple de forte corrélation mesurée sans causalité ni corrélation réelle. La corrélation entre l'âge de Miss Amérique et les meurtres par vapeur et objets brûlants est de 83 %. Source tylervigen.com.

4.1 $\xi^{ff,1D}$: corrélation entre pixels d'une même forêt

L'étude de la corrélation entre les pixels de la même forêt est le sujet de la thèse de Julien Baur, membre du groupe de cosmologie. Elle permet par exemple de contraindre la masse des neutrinos, standard ou bien stérile. Dans ce manuscrit, elle est utilisée non comme un but mais comme un moyen d'estimer plusieurs aspects importants. Ainsi, nous l'utilisons afin d'identifier les raies d'absorption prépondérantes présentes dans les spectres de quasars. Mais aussi elle s'avère importante afin de mesurer la variance des pixels des forêts-Ly α et ainsi pouvoir appliquer le calcul direct de la matrice de covariance de la fonction de corrélation croisée Ly α - quasar, que nous présenterons en section 4.2.5.4.

4.1.1 Calcul

L'équation qui suit donne l'expression du calcul de cette corrélation.

$$\xi_A^{ff,1D} = \frac{\sum_{g=0}^{N_f} \sum_{i=0}^{N_{pixel,g}} \sum_{j=0}^{N_{pixel,g}} \Theta_A^{ij} w_i w_j \delta_i \delta_j}{\sum_{g=0}^{N_f} \sum_{i=0}^{N_{pixel,g}} \sum_{j=0}^{N_{pixel,g}} \Theta_A^{ij} w_i w_j}. \quad (4.1)$$

Dans cette équation, A représente un bin de la fonction de corrélation. La corrélation peut être donnée soit en fonction de la distance entre les deux pixels, en h^{-1} Mpc, soit en fonction du rapport des longueurs d'onde, sans dimension. N_f donne le nombre de forêts dans le catalogue, $N_{pixel,g}$ donne le nombre de pixels dans la forêt g . w_i et δ_i donnent respectivement le poids du pixel et la valeur du champ d'absorption. Enfin, Θ_A^{ij} vaut 1 si la distance entre les deux pixels ou le rapport de leur longueur d'onde est dans le bin A . Sinon A vaut 0.

L'expression de cette corrélation peut être allégée. Nous avons alors :

$$\xi_A^{ff,1D} = \frac{\sum_{(i,j) \in A} w_i w_j \delta_i \delta_j}{\sum_{(i,j) \in A} w_i w_j}, \quad (4.2)$$

où les deux pixels i et j appartiennent à la même forêt.

Les poids w_i des pixels i sont construits à partir des poids définis dans l'équation 3.5. Comme dans l'étude présentée dans Delubac et al. [38], et pour toute la suite de la mesure des différentes

fonctions de corrélations, nous avons :

$$w_i = (1 + z_i)^{\gamma-1} \widetilde{w}_i, \quad (4.3)$$

où \widetilde{w}_i est le poids de l'équation 3.5 et $\gamma = 2.9$ est donné par la mesure du spectre de puissance 1D, par McDonald et al. [17] (voir section 4.1.4). Cette définition du poids pourra être optimisée dans les études futures afin de maximiser le rapport signal sur bruit des mesures des différentes fonctions de corrélation.

Le calcul est très rapide et très simple pour l'intégralité des forêts. Ainsi, il est possible de faire le calcul pour toutes les paires de pixels possibles, quelle que soit leur séparation.

4.1.2 Fonction de corrélation

La figure 4.2 donne la fonction d'auto-corrélation des pixels appartenant à une même forêt-Ly α . Le panneau du haut donne $\xi^{ff,1D}$ en fonction de la distance comobile entre les deux pixels : r [h^{-1} Mpc]. Le panneau du bas donne $\xi^{ff,1D}$ en fonction du rapport des longueurs d'onde des deux pixels : λ_1/λ_2 , où $\lambda_1 > \lambda_2$.

Plusieurs éléments sont à noter dans cette figure. Dans le panneau du haut, $\xi^{ff,1D}(r)$ est déterminé pour des distances comprises dans approximativement $[0, 400] h^{-1}$ Mpc. Cet intervalle, donné par la cosmologie de Planck 2015 ainsi que par la taille de la forêt est relativement grand. La corrélation entre les deux pixels augmente à grande échelle et n'est pas négligeable. Cet effet n'est pas physique. Il est dû à l'ajustement du continu du quasar qui est imparfait aux bords de la forêt.

Lorsque $\lambda_1/\lambda_2 = 1$ (i.e. covariance entre deux mêmes pixels) la fonction de corrélation donne la variance des pixels : $\xi^{ff,1D} = \sigma^2$. Cette variance est composée de la variance physique, intrinsèque à l'hydrogène neutre des LSS (*Large Scale Structure* : structure à grande échelle) : σ_{LSS} et au bruit instrumental. Cette variance évolue avec le redshift comme nous le montrerons en section 4.1.4, qui suit.

Il est intéressant de noter que la corrélation entre deux pixels diminue rapidement. Cette partie de la fonction de corrélation mesure la structuration (*clustering*) à petite échelle. Cette partie est très similaire au premier panneau de la figure 1.6, où nous donnons la fonction d'auto-corrélation de la matière.

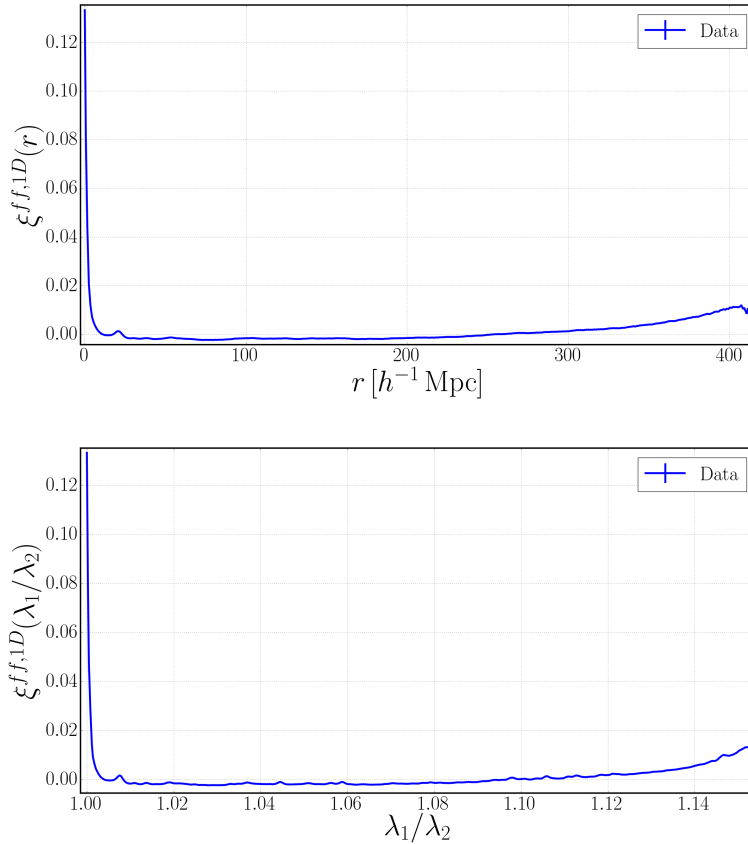


FIGURE 4.2 Fonction d’auto-corrélation des pixels appartenant à la même forêt-Ly α . Le panneau du haut donne $\xi^{ff,1D}$ en fonction de la distance comobile entre les deux pixels : $r [h^{-1} \text{ Mpc}]$. Le panneau du bas donne $\xi^{ff,1D}$ en fonction du rapport des longueurs d’onde des deux pixels : λ_1/λ_2 , où $\lambda_1 > \lambda_2$.

Un autre élément à noter est la présence de pics dans la fonction de corrélation. Ceux-ci n’ont rien à voir avec les oscillations acoustiques de baryons mais marquent la présence d’autres éléments que l’hydrogène neutre dans l’IGM. Ils sont expliqués dans la section 4.1.3.

Enfin, le dernier élément à noter est que l’intégrale de la fonction de corrélation 1D est nulle. Dans la figure 4.2 cette contrainte sur l’intégrale, bien que présente, n’est que peu visible mais se traduit par de nombreux bins faiblement négatifs et un faible nombre de bins fortement positifs. Cette propriété est liée à l’ajustement du continu du quasar et à la projection des δ , voir le calcul en annexe C.2. Nous avons ainsi :

$$\sum_A w_A \xi_A^{ff,1D} = 0, \quad (4.4)$$

où w_A est le poids associé au bin A . Cette propriété produit ainsi une distorsion de la fonction de corrélation par rapport à la corrélation théorique. Cette distorsion n’est pas seulement

présente dans l'auto-corrélation des pixels de la même forêt (cette section), mais aussi dans l'auto-corrélation des pixels de différentes forêts (section 4.3) et également dans la corrélation croisée des pixels avec la distribution des quasars (section 4.2).

4.1.3 Identification des raies d'absorption

Comme expliqué en section 1.5, il n'y a pas seulement de l'hydrogène neutre dans l'IGM mais aussi des métaux. Dans la fonction de corrélation ils se manifestent par des pics de corrélation à un rapport de longueur d'onde fixe, donnée par les longueurs d'onde des désexcitations. Toutes celles pertinentes à notre étude sont données dans le tableau A.3 en annexe A (p. 207).

La figure 4.3 donne un agrandissement du panneau du bas de la figure 4.2. Le panneau du haut présente les corrélations Ly α - métal et le panneau du bas présente les corrélations SiIII(1207) - métal.

Sans rappeler toute la physique des métaux de l'IGM décrite dans la section 1.5, nous pouvons rappeler que si dans un nuage d'hydrogène neutre se trouve aussi du SiIII(1207), alors le spectre du quasar présente deux raies d'absorption décalées de $\Delta\lambda = 1215.67 - 1206.500 = 9 \text{ \AA}$ dans le référentiel au repos. Cela explique le pic à $\lambda_1/\lambda_2 = 1.0076$ dans les deux panneaux de la figure 4.3. De même, si dans un nuage de l'IGM se trouvent deux éléments métalliques, alors la fonction de corrélation présente un pic lié aux deux métaux. Ainsi, le panneau du bas de la figure 4.3 présente les pics liés aux corrélations entre le SiIII(1207) et d'autres métaux.

De manière générale, pour deux éléments présents dans l'IGM et pour deux transitions électroniques possibles, la fonction de corrélation présente un pic. Nous dénommerons ces transitions par l'indice « a » pour absorbeur (*absorber*). Ce pic est donné par :

$$\Delta\lambda_{a_1-a_2} \equiv \lambda_{\text{R.F.},a_1} - \lambda_{\text{R.F.},a_2}, \quad (4.5)$$

$$R\lambda_{a_1-a_2} \equiv \lambda_{\text{R.F.},a_1}/\lambda_{\text{R.F.},a_2}, \quad (4.6)$$

où $\lambda_{\text{R.F.},a_i} [\text{\AA}]$ est la longueur d'onde de la transition de l'absorbeur a_i dans le référentiel au repos.

Bien que n'étant pas au centre de l'étude de ce manuscrit, cette corrélation est une opportunité de mieux comprendre quelles sont les espèces présentes dans l'IGM et en quelle quantité. En effet, à l'aide de cette figure et de l'analyse de l'empilement des raies d'absorption [43], nous pouvons

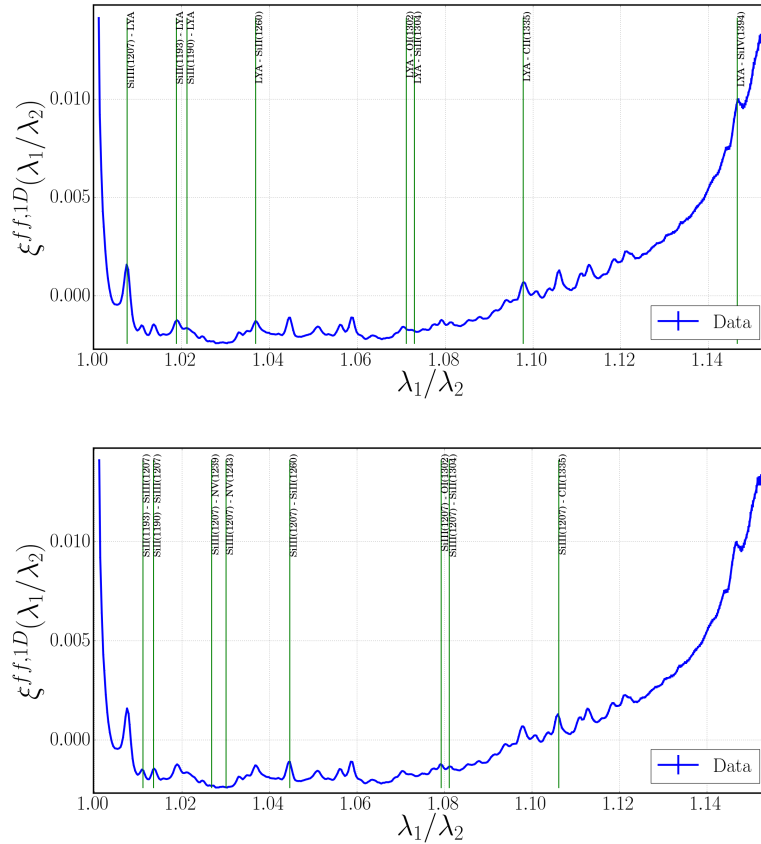


FIGURE 4.3 Agrandissement sur la fonction d’auto-corrélation des pixels appartenant à la même forêt-Ly α , $\xi^{ff,1D}$, en fonction du rapport des longueurs d’onde des deux pixels : λ_1/λ_2 , où $\lambda_1 > \lambda_2$. Le panneau du haut montre en ligne verte les corrélations entre une absorption Ly α et une absorption d’un métal : Ly α - métal. Le panneau du bas montre en ligne verte un exemple de corrélations entre deux métaux : une absorption du SiIII(1207) et l’absorption d’un autre métal : SiIII(1207) - métal.

référencer les métaux contaminant notre mesure de la corrélation croisée entre les pixels de la forêt-Ly α et la distribution des quasars.

Le pic BAO se présentant comme une échelle caractéristique d’environ $100 h^{-1}$ Mpc dans la corrélation croisée des pixels et des quasars, ξ^{qf} , nous ne mesurons cette fonction que pour des distances comprises dans l’intervalle $[0, 200] h^{-1}$ Mpc. Cela nous permet de restreindre notre étude des métaux contaminants la mesure à l’intervalle $[0, 200] h^{-1}$ Mpc du panneau du haut de la figure 4.2. Cet intervalle en distance correspond à un intervalle en rapport de longueur d’onde d’environ $[1, 1.07]$ comme l’indique le panneau du bas de la figure 4.2. De plus, le redshift du quasar étant certain, seuls les pics de corrélations entre le Ly α et les métaux concernent notre mesure. La corrélation entre deux métaux n’est pas présente dans la mesure de ξ^{qf} car seul le redshift du pixel peut-être mal assigné à une absorption Ly α (voir section 1.5).

Ainsi, seuls les quatre premiers pics indiqués en vert dans le panneau du haut de la figure 4.3, contaminent notre mesure. La liste des absorbeurs, a , présents dans la corrélation croisée ξ^{qf} est ainsi : $a \in \{\text{Ly}\alpha, \text{SiII}(126.0), \text{SiIII}(120.7), \text{SiII}(119.3), \text{SiII}(119.0)\}$. Le $\text{Ly}\alpha$ constitue l'absorbeur qui nous intéresse et les quatre autres transitions constituent une contamination irréductible.

Le tableau 4.1 donne la liste ainsi que des attributs des cinq principaux absorbeurs présents dans l'IGM et susceptibles d'être mesurés dans la fonction de corrélation croisée ξ^{qf} . La colonne des $\Delta r_{\parallel}^{\text{Ly}\alpha-m}(\lambda_{\text{Obs.}})$ donne le décalage en distance comobile entre la raie $\text{Ly}\alpha$ et la raie des cinq absorbeurs pour $\lambda_{\text{Obs.}} = 4100 \text{ \AA}$, correspondant à un redshift $z = 2.37$ pour la raie $\text{Ly}\alpha$. Cette distance est donnée par :

$$\Delta r_{\parallel}^{\text{Ly}\alpha-m}(\lambda_{\text{Obs.}}) = d_{co.}(z = \frac{\lambda_{\text{Obs.}}}{\lambda_{\text{R.F.,Ly}\alpha}} - 1) - d_{co.}(z = \frac{\lambda_{\text{Obs.}}}{\lambda_{\text{R.F.,}m}} - 1), \quad (4.7)$$

où $d_{co.}$ [h^{-1} Mpc] est la distance comobile, donnée par la cosmologie de Planck 2015, choisie dans ce manuscrit.

Transition	Notation	$\lambda_{\text{R.F.,}m}$ [\AA]	λ_1/λ_2	$\Delta r_{\parallel}^{\text{Ly}\alpha-m}(\lambda_{\text{Obs.}})$ [h^{-1} Mpc]
Silicium II	SiII(1260)	1260.4221	1.0368	+103
Lyman- α	$\text{Ly}\alpha$	1215.67	1	0
Silicium III	SiIII(1207)	1206.500	1.0076	-21
Silicium II	SiII(1193)	1193.2897	1.0188	-52
Silicium II	SiII(1190)	1190.4158	1.0212	-59

TABLE 4.1 Liste des principaux absorbeurs présents dans l'IGM, observés dans l'auto-corrélation 1D des pixels, $\xi^{ff,1D}$, et susceptibles d'être mesurés dans la fonction de corrélation croisée ξ^{qf} . Le tableau donne le type de transition, sa notation dans le manuscrit, sa longueur d'onde dans le référentiel au repos, le rapport de longueur d'onde avec la raie $\text{Ly}\alpha$ ($\lambda_1 > \lambda_2$) et enfin le décalage en distance à $\lambda_{\text{Obs.}} = 4100 \text{ \AA}$ correspondant à un redshift $z = 2.37$ pour la raie $\text{Ly}\alpha$, selon la cosmologie de Planck 2015.

4.1.4 Évolution avec le redshift

La fonction d'auto-corrélation des pixels de la même forêt n'est pas constante avec le redshift. En effet, plus le temps augmente (le redshift diminue), plus la densité d'hydrogène neutre diminue. Cette diminution est liée à deux effets : l'expansion de l'Univers et l'ionisation progressive de l'hydrogène.

La mesure de cette évolution de l'état de l'hydrogène n'est pas l'objet de ce manuscrit. De plus, elle fait l'objet d'une étude approfondie par McDonald et al. [17]. Cette étude obtient que le

biais des forêts-Ly α évolue comme :

$$b_{\text{Ly}\alpha}(z) \propto (1+z)^\gamma, \quad (4.8)$$

où $\gamma = 2.9$. Ainsi, la fonction de corrélation évolue comme :

$$\xi^{ff,1D}(z) \propto ((1+z)^{2.9}G(z))^2 \propto (1+z)^{3.8}, \quad (4.9)$$

où $G(z) \propto (1+z)^{-1}$ est le facteur de croissance des structures à grand redshift ($z > 2$) où l'univers est dominé par la matière. Cette mesure de l'évolution du biais des forêts-Ly α est utile à l'ajustement de la fonction de corrélation croisée des forêts-Ly α avec la distribution des quasars. Nous présentons ainsi ici une confirmation de cette évolution.

La variance de l'auto-corrélation 1D, $\xi^{ff,1D}(\lambda_1/\lambda_2 = 1)$, est une mesure trop soumise aux systématiques : bruit instrumental, ajustement du continu du quasar... Pour cette raison, nous présentons en figure 4.4 l'évolution de la corrélation entre deux pixels voisins avec $\Delta\lambda_{\text{Obs.}} \in [1, 2] \text{ \AA}$.

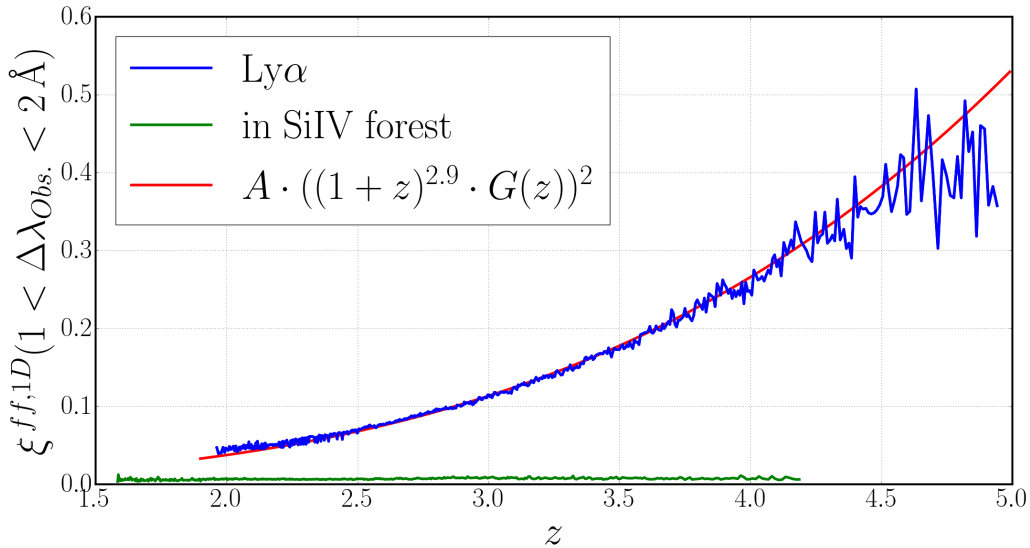


FIGURE 4.4 Évolution de la corrélation entre deux pixels de la même forêt, de séparation $\Delta\lambda_{\text{Obs.}} \in [1, 2] \text{ \AA}$, en fonction du redshift du premier pixel. La courbe verte donne la mesure de cette corrélation dans la forêt SiIV ($\lambda_{\text{R.F.}} \in [1286, 1380] \text{ \AA}$). La courbe bleue donne la corrélation dans la forêt-Ly α moins la contribution de la courbe verte. L'évolution du biais en $(1+z)^{2.9}$ est donnée en rouge par un ajustement de la constante A . $G(z)$ donne le facteur de croissance des structures.

Afin de retirer la contribution du bruit instrumental et de la variance des métaux (courbe verte),

nous estimons cette corrélation juste à droite de la raie Ly α . La mesure est effectuée dans la forêt SiIV ($\lambda_{\text{R.F.}} \in [1286, 1380] \text{ \AA}$) de la même manière que la mesure dans la forêt-Ly α . Cette dernière est compatible avec une absence d'évolution ($\gamma = 1$) et vaut en moyenne ≈ 0.006 . La courbe verte donne ainsi la contribution à la variance dans la forêt Ly α de tous les métaux présents dans la forêt SiIV. C'est-à-dire, tous les métaux de longueur d'onde au repos supérieur à la borne inférieure de la forêt : $\lambda_{\text{R.F.}} > 1286 \text{ \AA}$; par exemple le SiIV(1394) et le CIV(1548). Cette même courbe comprend également la contribution du bruit instrumental.

La courbe bleue donne ainsi la corrélation entre deux pixels voisins dans la forêt-Ly α en retirant la contribution de la courbe verte. Cette courbe donne une bonne estimation de l'évolution de la variance de l'hydrogène neutre de l'IGM pour des redshifts $z \in [2, 5]$. La courbe rouge donne l'évolution en $\propto (b_{\text{Ly}\alpha}(z)G(z))^2 \propto (1+z)^{3.8}$.

4.2 ξ^{qf} : corrélation entre un pixel d'une forêt et la position d'un quasar

Cette section décrit la mesure de la fonction de corrélation croisée entre la distribution des pixels dans la forêt-Ly α et la distribution des quasars. Cette étude est l'objet central de ce manuscrit.

4.2.1 Calcul

Nous cherchons à mesurer dans cette étude la corrélation entre deux objets : les pixels et les quasars. Cette corrélation est donnée par :

$$\xi^{qf} = \langle \delta_i \delta_q \rangle, \quad (4.10)$$

où δ_i donne les fluctuations d'absorption du flux dans la forêt-Ly α et où δ_q donne les fluctuations de densités données par les quasars. Dans cette étude, nous prenons l'approximation de l'annexe B de Font-Ribera et al. [44] pour estimer cette grandeur par l'expression suivante :

$$\xi_A^{qf} = \frac{\sum_{g=0}^{N_f} \sum_{k=0}^{N_q} \sum_{i=0}^{N_{pixel,g}} \Theta_A^{ki} w_i \delta_i}{\sum_{g=0}^{N_f} \sum_{k=0}^{N_q} \sum_{i=0}^{N_{pixel,g}} \Theta_A^{ki} w_i}. \quad (4.11)$$

Dans cette équation, A représente un bin de la fonction de corrélation, N_f donne le nombre de forêts dans le catalogue, $N_{pixel,g}$ donne le nombre de pixels dans la forêt g , N_q donne le nombre de quasars dans le catalogue et w_i et δ_i donnent respectivement le poids du pixel et la valeur du champ d'absorption. Enfin, Θ_A^{ki} vaut 1 si la séparation entre le pixel et le quasar est dans le bin A . Sinon A vaut 0 sinon. Les pixels i ne sont pas corrélés avec le quasar dont ils proviennent. En effet, par l'ajustement du continu, cette corrélation est nulle. Nous ne prenons donc pas en compte les paires pixel - quasar hôte de la forêt dans le calcul de la somme.

L'expression de cette corrélation peut être allégée. Nous avons alors :

$$\xi_A^{qf} = \frac{\sum_{(i,k) \in A} w_i \delta_i}{\sum_{(i,k) \in A} w_i}, \quad (4.12)$$

où le pixel i n'appartient pas à la forêt du quasar k .

Contrairement à la fonction de corrélation entre les pixels d'une même forêt, le calcul est très lent. Il est ainsi hors de question de calculer toutes les paires pixel - quasar. La solution est de se limiter au calcul des paires séparées de moins d'une certaine distance. Comme décrit dans la section précédente, le rayon des BAO étant de $\approx 100 h^{-1}$ Mpc nous nous limitons à une distance maximum de $d_{\max} = 200 h^{-1}$ Mpc selon la ligne de visée et perpendiculairement à la ligne de visée. Cette distance maximum permet d'avoir un grand nombre de paires de part et d'autre du pic. La largeur du pic BAO étant d'une dizaine de h^{-1} Mpc, nous prenons dans toute cette étude une taille de bin $S_{bin} = 4 h^{-1}$ Mpc. Cette taille permet de résoudre le pic BAO sur plusieurs bins tout en limitant leur nombre.

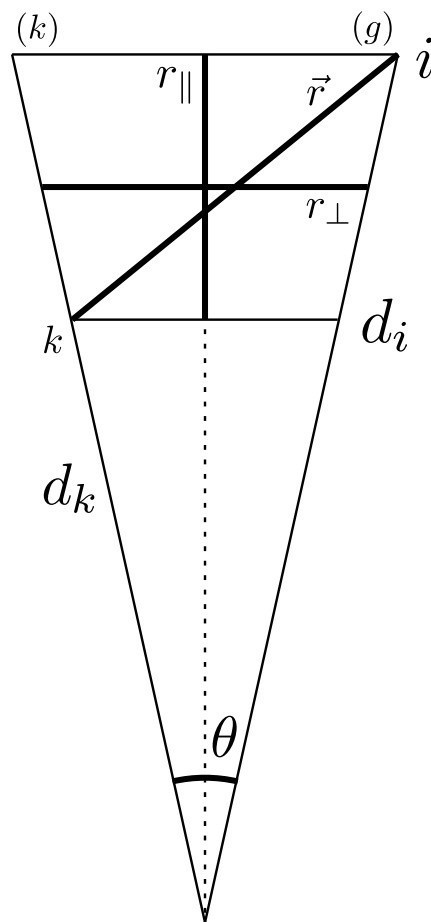


FIGURE 4.5 Schéma exprimant les grandeurs intervenant dans le calcul de la fonction de corrélation.

La figure 4.5 donne une vue schématique du calcul de la fonction de corrélation. Si deux lignes de visée g et k sont données avec leur ascension droite RA (*Right Ascension*) et leur déclinaison

Dec (*Declination*), l'angle θ qui les sépare est donné par :

$$\cos \theta = \cos Dec_g \cos Dec_k \cos(RA_g - RA_k) + \sin Dec_g \sin Dec_k \quad (4.13)$$

où l'angle θ est défini dans l'intervalle $[0, \pi]$.

Ainsi, la distance $\vec{r} = (r_{\parallel}, r_{\perp})$ est donnée par :

$$r_{\parallel} = (d_i - d_k) \cos \frac{\theta}{2} \quad (4.14)$$

$$r_{\perp} = (d_i + d_k) \sin \frac{\theta}{2} \quad (4.15)$$

$$r = |\vec{r}| = \sqrt{d_i^2 + d_k^2 - 2d_i d_k \cos \theta} \quad (4.16)$$

où d_i est la distance entre un pixel et la Terre et d_k celle entre un quasar et la Terre. La séparation perpendiculaire à la ligne de visée r_{\perp} est toujours positive. En revanche, la séparation parallèle à la ligne de visée r_{\parallel} peut être négative : le quasar est plus éloigné que le pixel, ou bien positive : le quasar est plus proche que le pixel. Ainsi, $r_{\parallel} \in [-d_{\max}, d_{\max}]$ et $r_{\perp} \in [0, d_{\max}]$. Nous obtenons alors un nombre de bin total de $N_{bin} = 2d_{\max}^2/S_{bin}^2 = 5000$.

Afin de calculer plus rapidement r_{\parallel} et r_{\perp} dans les équations 4.14 et 4.15, il est utile de rappeler ces formules standards de trigonométrie :

$$\cos \frac{\theta}{2} = \sqrt{\frac{1}{2} (1 + \cos \theta)}, \quad (4.17)$$

$$\sin \frac{\theta}{2} = \sqrt{\frac{1}{2} (1 - \cos \theta)}. \quad (4.18)$$

Il est possible d'accélérer le calcul en ne calculant pas l'équation 4.12 pour toutes les paires pixels - quasars possibles. Pour cela, il faut utiliser le fait que la corrélation n'est calculée que pour des séparations de moins de d_{\max} selon les deux directions. De plus, la longueur d'onde observée étant bornée par l'efficacité quantique du CCD à $\lambda_{\text{Obs.}} = 3600 \text{ \AA}$ et les raies du ciel à $\lambda_{\text{Obs.}} = 7235 \text{ \AA}$, les pixels possèdent une distance minimale $d_{pix,\min} [h^{-1} \text{ Mpc}]$ et maximale $d_{pix,\max} [h^{-1} \text{ Mpc}]$.

Cela se traduit très simplement en un intervalle en distance des quasars susceptibles de donner une paire :

$$d_{QSO,\min} = d_{pix,\min} - d_{\max}, \quad (4.19)$$

$$d_{QSO,max} = d_{pix,max} + d_{max}. \quad (4.20)$$

Cet intervalle en distance peut être très simplement convertit en intervalle en redshift avec la cosmologie choisie. Dans cette étude, avec un intervalle en longueur d'onde observée de $\lambda_{Obs.} \in [3600, 7235] \text{ \AA}$ ($z_{pix} \in [1.96, 4.96]$) et la cosmologie de Planck 2015, nous obtenons $z_{QSO} \in [1.7, 5.8]$.

Une seconde coupure peut être faite sur l'angle entre la forêt et le quasar. En effet, l'angle θ ne doit pas dépasser un angle θ_{max} , afin de garder la distance perpendiculaire, r_{\perp} , dans l'intervalle souhaité. Cet angle maximal est donné par :

$$\theta_{max} = 2 \arcsin \frac{d_{max}}{d_{pix,min} + d_{qso,min}}, \quad (4.21)$$

en combinant avec le résultat de l'équation 4.19, on trouve :

$$\theta_{max} = 2 \arcsin \frac{d_{max}}{2d_{pix,min} - d_{max}}. \quad (4.22)$$

Dans notre étude, avec $\lambda_{Obs.} \in [3600, 7235] \text{ \AA}$ et la cosmologie de Planck 2015, cela correspond à un angle $\theta_{max} = 3.33^{\circ}$ sur le ciel.

Enfin, pour chaque couple pixel - quasar, il est possible d'appliquer une dernière sélection qui prend en compte la distance du premier et du dernier pixel de la forêt, ainsi que la position relative du quasar par rapport à la forêt : devant ou derrière.

Il résulte de l'équation 4.15 la condition suivante sur la distance du plus proche pixel de la forêt $d_{first\ pixel}$:

$$d_{first\ pixel} < \frac{d_{max}}{\sin \frac{\theta}{2}} - d_k. \quad (4.23)$$

Enfin, il résulte de l'équation 4.14 les conditions suivantes sur la distance du plus proche pixel et du plus éloigné $d_{last\ pixel}$:

$$d_{first\ pixel} < \frac{d_{max}}{\cos \frac{\theta}{2}} + d_k, \quad (4.24)$$

$$d_{last\ pixel} > -\frac{d_{max}}{\cos \frac{\theta}{2}} + d_k. \quad (4.25)$$

4.2.2 Fonction de corrélation

Nous mesurons ainsi la fonction de corrélation croisée entre la distribution des pixels de la forêt-Ly α et la distribution des quasars de BOSS. Cette corrélation est mesurée sur $N_{bin} = 5000$ bins carrés de côté $S_{bin} = 4 h^{-1}$ Mpc. La corrélation est mesurée sur une grille de bins $A = (r_{\parallel}, r_{\perp})$. La figure 4.6 donne cette corrélation dans trois panneaux consécutifs : $\xi^{qf}(r)$, $r \cdot \xi^{qf}(r)$ et finalement $r^2 \cdot \xi^{qf}(r)$.

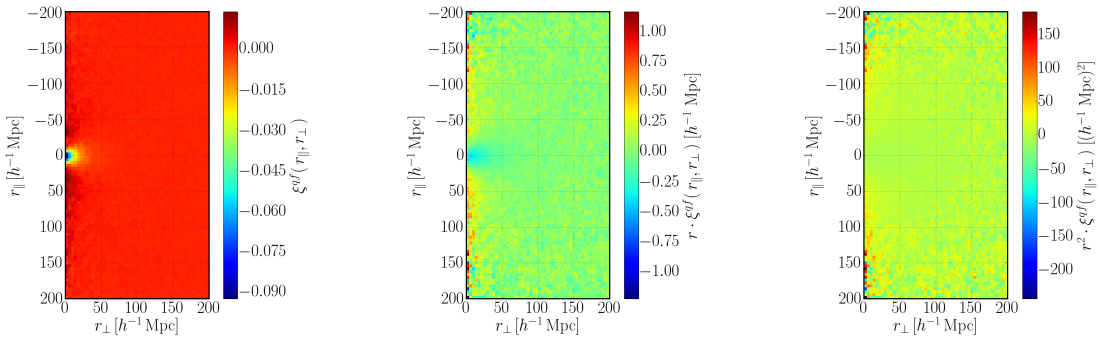


FIGURE 4.6 Mesure de la fonction de corrélation croisée entre la distribution des pixels de la forêt-Ly α et la distribution des quasars : ξ^{qf} . Le premier panneau donne la corrélation, le deuxième panneau donne la corrélation multipliée par la distance du bin r et le troisième donne la corrélation multipliée par la distance du bin au carré r^2 .

Bien que cette mesure soit utilisée pour l'ajustement des données, la figure 4.6 n'est pas très lisible en raison du grand bruit. C'est pour cela que nous montrons en figure 4.7 la même corrélation, mais moyennée sur les angles pour diminuer le bruit.

4.2.3 Coordonnées de la mesure

Afin de pouvoir comparer cette mesure à la théorie, il est important de clarifier le redshift effectif des paires de pixels - quasars, auquel on effectue la mesure de la fonction de corrélation. Dans ce manuscrit, et comme dans un grand nombre d'études, le redshift effectif est défini comme le redshift moyen des paires situées dans la zone où se situe l'échelle BAO : ($r \in [80, 120] h^{-1}$ Mpc). Le choix de l'intervalle a très peu d'impact sur la valeur du redshift effectif, tant qu'il est raisonnablement proche du pic BAO. Nous avons alors la définition suivante :

$$z_{\text{eff}} = \frac{\sum_{(i,k) \text{ for } r_{i,k} \in [80,120]} w_i \frac{z_i + z_k}{2}}{\sum_{(i,k) \text{ for } r_{i,k} \in [80,120]} w_i}, \quad (4.26)$$

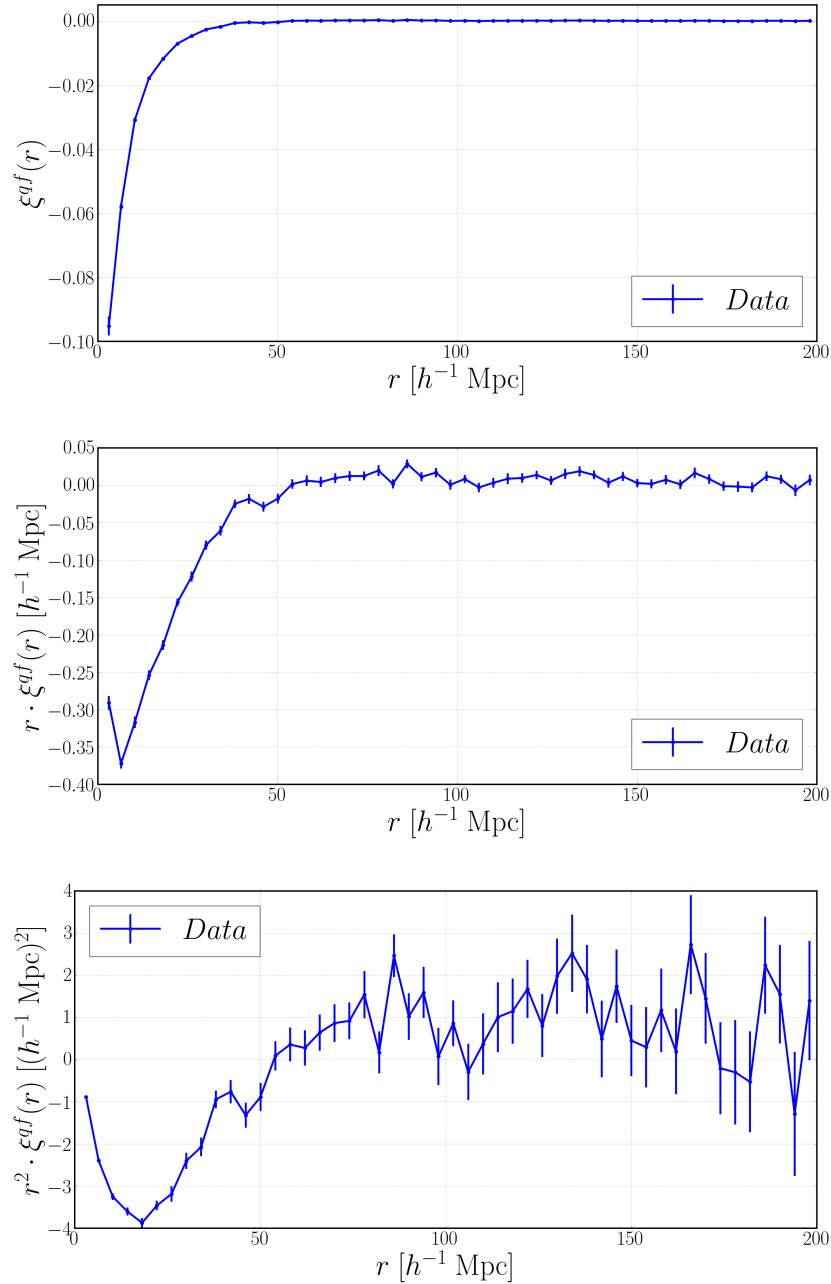


FIGURE 4.7 Mesure de la fonction de corrélation croisée entre la distribution des pixels de la forêt-Ly α et la distribution des quasars : ξ^{qf} . La corrélation est moyennée sur tous les angles possibles. Le premier panneau donne la corrélation, le deuxième panneau donne la corrélation multipliée par la distance du bin r et le troisième donne la corrélation multipliée par la distance du bin au carré r^2 .

où l'écriture de la somme est allégée, comme en équation 4.12.

Dans cette étude, pour la fonction de corrélation croisée des pixels de la forêt-Ly α avec la distribution des quasars, plus de 1.8×10^9 paires se situent dans la région du pic, et nous obtenons :

$$z_{\text{eff}} = 2.3962 \pm 0.0017, \quad (4.27)$$

où l'erreur est obtenue par sous-échantillonnage, comme expliqué dans la section 4.2.5.1. C'est-à-dire que les données sont séparées en 80 sous-échantillons de mêmes tailles, et que l'erreur est obtenue grâce à la variance des 80 mesures de z_{eff} . Dans la suite de ce manuscrit, par souci de simplicité nous arrondissons ce résultat à $z_{\text{eff}} = 2.40$.

La figure 4.8 donne pour cette étude, la distribution pondérée et normalisée du redshift des paires de distance comprises dans $[80, 120] h^{-1}$ Mpc. Cette distribution a pour moyenne z_{eff} , indiquée par la ligne noire tiretée.

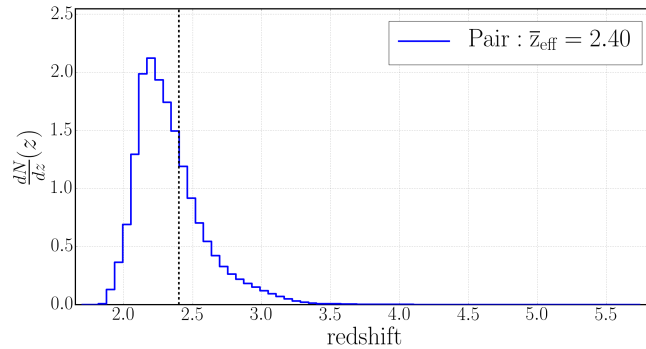


FIGURE 4.8 Distribution normalisée et pondérée du redshift des paires pixel - quasar. Cette distribution est donnée seulement pour les paires dont la distance est comprise dans $[80, 120] h^{-1}$ Mpc : la région du pic BAO.

Simultanément au calcul de ξ^{qf} , nous calculons les coordonnées du centre de chaque bin. Ces coordonnées sont utilisées dans l'ajustement de la fonction de corrélation, présenté au chapitre 5.

Pour chaque bin nous obtenons ses coordonnées $Coord_A = (\bar{r}_{\parallel}, \bar{r}_{\perp}, \bar{z})_A$, données par :

$$\bar{r}_{\parallel A} = \frac{\sum_{(i,k) \in A} w_i r_{\parallel, i, k}}{\sum_{(i,k) \in A} w_i}, \quad (4.28)$$

$$\bar{r}_{\perp A} = \frac{\sum_{(i,k) \in A} w_i r_{\perp, i, k}}{\sum_{(i,k) \in A} w_i}, \quad (4.29)$$

$$\bar{z}_A = \frac{\sum_{(i,k) \in A} w_i \frac{z_i + z_k}{2}}{\sum_{(i,k) \in A} w_i}. \quad (4.30)$$

Ces trois grandeurs forment une grille qui nous permet de prendre en compte les différences entre le centre de la coordonnée du bin et la moyenne de la coordonnée dans le bin. Elle est représentée dans la première ligne de la figure 4.9.

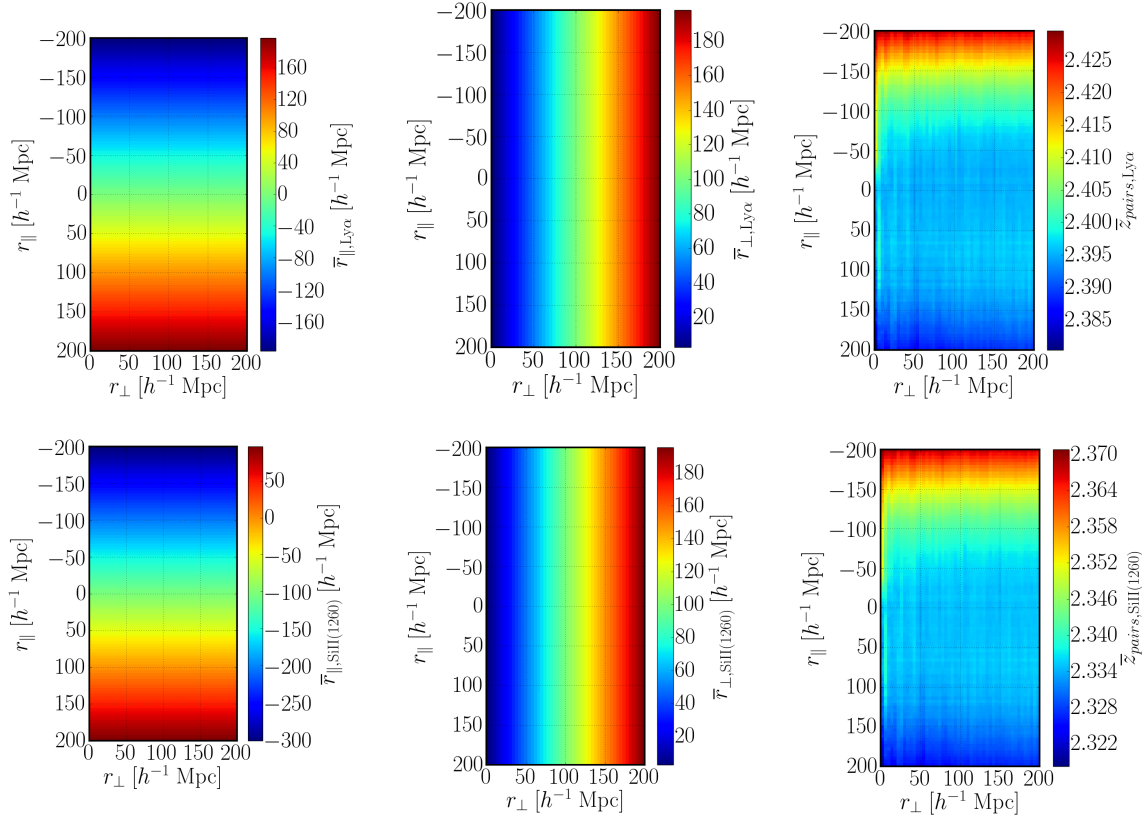


FIGURE 4.9 Comparaison des grilles de coordonnées (\bar{r}_{\parallel} , \bar{r}_{\perp} , \bar{z}) pour le Ly α (première ligne) et pour le SiII(1260) (seconde ligne). La grande différence se trouve dans les différents écarts dans la première colonne : le SiII(1260) est décalé de $\Delta r_{\parallel} \approx 100 h^{-1}$ Mpc (table 4.1).

La figure 4.10 donne consécutivement la coordonnée parallèle $\bar{r}_{\parallel A}$, la coordonnée perpendiculaire $\bar{r}_{\perp A}$ et la coordonnée redshift \bar{z}_A , pour chaque bin A de la corrélation croisée. Dans ces trois figures est présentée la variation de la moyenne de la coordonnée dans le bin A par rapport à la coordonnée du centre du bin. Il est possible de voir que la distribution des paires est très homogène pour la distance parallèle : la variation est de maximum 0.3%. En revanche, elle est très inhomogène pour la distance perpendiculaire : la variation atteint près de 40%. Enfin, elle assez négligeable pour le redshift où les variations atteignent au maximum 1.5%.

Dans l'ajustement de la fonction de corrélation, l'effet de cette grille en distance parallèle, en

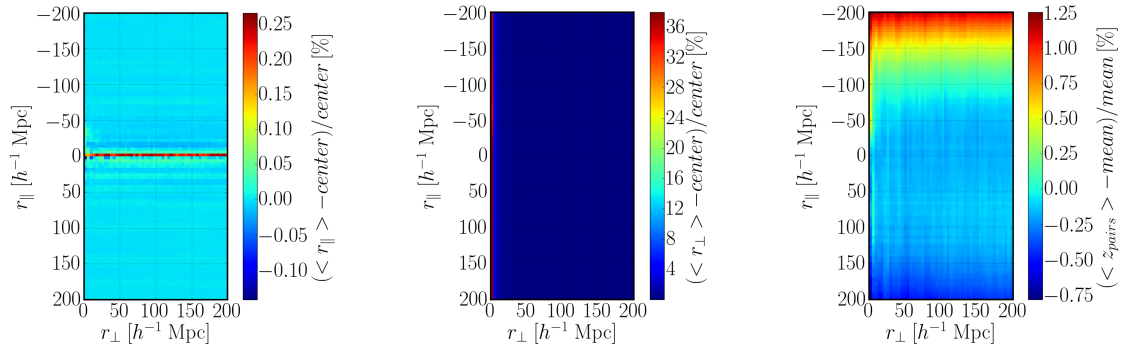


FIGURE 4.10 Panneau de gauche : variation relative de la moyenne de la distance parallèle dans le bin A par rapport à la coordonnée du centre du bin en pourcent. Panneau du milieu : variation de la moyenne de la distance perpendiculaire dans le bin A par rapport à la coordonnée du centre du bin en pourcent. Panneau de droite : variation de la moyenne du redshift dans le bin A par rapport au redshift effectif de la mesure : $z_{\text{eff}} = 2.40$.

distance perpendiculaire et en redshift n'a pas d'impact significatif sur la mesure de l'échelle BAO. En revanche, l'effet est important sur la mesure du biais et du beta des forêts-Ly α .

4.2.4 Coordonnées pour les métaux

Comme expliqué plusieurs fois dans ce manuscrit, une des systématiques provient de la présence de métaux dans l'IGM. Pour la fonction de corrélation croisée entre les pixels et les quasars, cette contamination provient de la mauvaise identification d'une raie d'absorption métallique comme une raie d'absorption Ly α . Chaque transition métallique donne alors lieu à une fonction de corrélation croisée métal - quasar très similaire à la corrélation croisée Ly α - quasar. Il y a deux grandes différences. La première est que l'amplitude de la corrélation métal - quasar est bien inférieure à celle de la corrélation Ly α - quasar. Cela est dû au biais des métaux très inférieur à celui du Ly α : $|b_{\text{metal}}| < |b_{\text{Ly}\alpha}|$. La seconde différence concerne la grille des coordonnées, présentée dans la section précédente. Dans le cas des métaux, celle-ci est très similaire à celle du Ly α à l'exception d'un décalage de la fonction de corrélation selon la direction parallèle. Ce décalage est donné dans le tableau 4.1, à la page 117.

Afin de prendre en compte les différentes corrélations croisées métal - quasar, nous estimons pour chaque métal, $m \in \{\text{SiII}(126.0), \text{SiIII}(120.7), \text{SiII}(119.3), \text{SiII}(119.0)\}$, la moyenne des trois coordonnées $(r_{\parallel}, r_{\perp}, z)$ dans chaque bin A défini pour le Ly α . Pour cela, nous reprenons les équations 4.28, 4.29 et 4.30. Afin de trouver dans quel bin A la paire (i, k) tombe, nous supposons que le pixel i est dû au Ly α : $z_i = \lambda_{\text{Obs},i}/\lambda_{\text{R.F.,Ly}\alpha} - 1$. En revanche, nous prenons la moyenne des distances et du redshift comme si le pixel était un métal m : $z_{i,\text{as } m} = \lambda_{\text{Obs},i}/\lambda_{\text{R.F.,}m} - 1$.

La figure 4.9 donne dans la seconde ligne la grille de coordonnées $(\bar{r}_{\parallel}, \bar{r}_{\perp}, \bar{z})$ pour le SiII(1260). Comme expliqué précédemment, la grande différence entre la grille pour le Ly α et pour les métaux se situe au niveau de \bar{r}_{\parallel} (voir première colonne). En effet, le SiII(1260) est décalé de $\Delta r_{\parallel} \approx 100 h^{-1}$ Mpc (table 4.1).

4.2.5 Matrice de covariance

Cette section est dédiée au calcul de la matrice de covariance C_{AB} . Celle-ci est tout simplement définie comme :

$$C_{AB} = \langle \xi_A^{qf} \xi_B^{qf} \rangle - \langle \xi_A^{qf} \rangle \langle \xi_B^{qf} \rangle \quad (4.31)$$

La diagonale de cette matrice, C_{AA} , est la variance de chaque bin A . Les termes non-diagonaux, C_{AB} , sont la corrélation entre les différents bins A et B .

Pour la suite, il est important de définir la matrice de corrélation $Corr_{AB}$:

$$Corr_{AB} = \frac{C_{AB}}{\sqrt{C_{AA}C_{BB}}}. \quad (4.32)$$

Avec cette définition les termes diagonaux sont exactement l'unité, $Corr_{AA} = 1$, et les termes non-diagonaux sont compris dans :] - 1, 1[.

4.2.5.1 Les sous-échantillons

La première méthode présentée dans cette étude pour estimer la matrice de corrélation est dite de sous-échantillonnage (*sub-sampling*). Elle s'inspire de Font-Ribera et al. [36] et de Delubac et al. [38]. Dans cette méthode, les données sont séparées en un grand nombre de sous-échantillons le plus décorrélés possible. Dans cette étude, nous prenons : $N_s = 80$, où les sous-échantillons correspondent à différentes régions du ciel, présentées dans la figure 4.11. Cette séparation est choisie afin d'obtenir un nombre très proche de paires pixels - quasars par région.

La matrice de covariance de ces N_s régions est alors donnée par :

$$C_{AB} = \frac{1}{W_A W_B} \sum_{s=1}^{N_s} W_A^s W_B^s \left[\xi_A^{qf,s} \xi_B^{qf,s} - \xi_A^{qf} \xi_B^{qf} \right], \quad (4.33)$$

où W_A^s est la somme des poids dans le sous-échantillon s . Cette méthode de détermination de la matrice de covariance est très rapide et peut-être exécutée en parallèle.

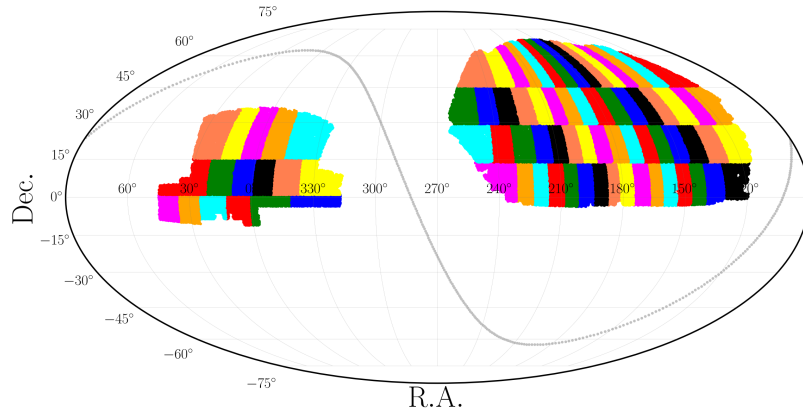


FIGURE 4.11 Séparation du ciel en différents sous-échantillons de taille statistique très proche. Le SGC est à gauche et le NGC à droite.

La figure 4.12 donne la fonction de corrélation moyennée sur tous les angles en fonction de la distance pour la moyenne et pour chaque sous-échantillon.

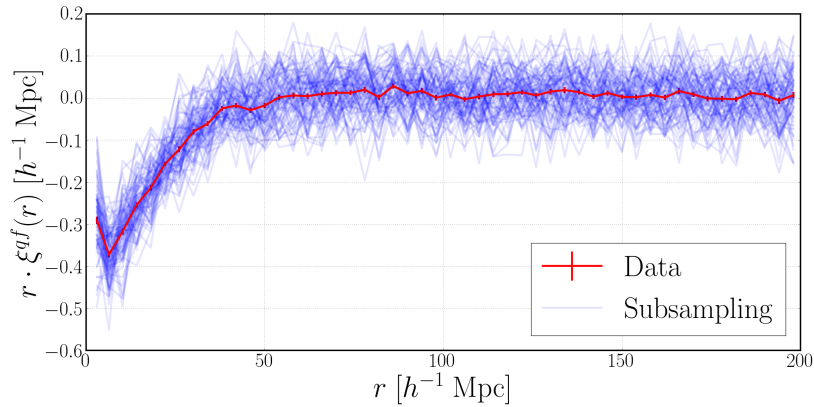


FIGURE 4.12 La fonction de corrélation moyennée sur tous les angles en fonction de la distance. La courbe rouge donne la fonction de corrélation multipliée par la séparation : $r \cdot \xi_A^{qf}$ et chaque ligne bleue donne le calcul de la fonction de corrélation dans un sous-échantillon multipliée par la séparation : $r \cdot \xi_A^{qf,s}$.

4.2.5.2 Le mélange des positions des forêts sur la voûte céleste

La seconde méthode consiste à produire un grand nombre de réalisations en mélangeant (*shuffle*) la position des forêts. Avant de calculer la fonction de corrélation de la réalisation r , $\xi_A^{qf,r}$, chaque forêt reçoit aléatoirement la position angulaire (R.A., Dec.) d'une autre forêt. Ainsi, l'espérance mathématique de la fonction de corrélation est $\mathbb{E}[\xi_A^{qf,r}] \approx 0$. Seulement, comme la corrélation entre les pixels d'une même forêt est conservée, l'espérance mathématique de la matrice de covariance est proche de celle calculée par les autres méthodes. Par contre la corrélation entre

pixels de différentes forêts est nulle. Ainsi, cette méthode est approximative et n'est seulement utilisée pour valider la bonne compréhension des autres méthodes.

La matrice de covariance de ces $N_r = 300$ réalisations est alors :

$$C_{AB} = \frac{1}{N_r - 1} \sum_{r=1}^{N_r} \left[\xi_A^{qf,r} \xi_B^{qf,r} - \xi_A^{qf,R} \xi_B^{qf,R} \right], \quad (4.34)$$

où $\xi_A^{qf,R} \approx 0$ donne la moyenne sur les 300 réalisations.

La figure 4.13 donne la fonction de corrélation moyennée sur tous les angles en fonction de la distance, pour chaque réalisation comparé à la fonction de corrélation sans mélange.

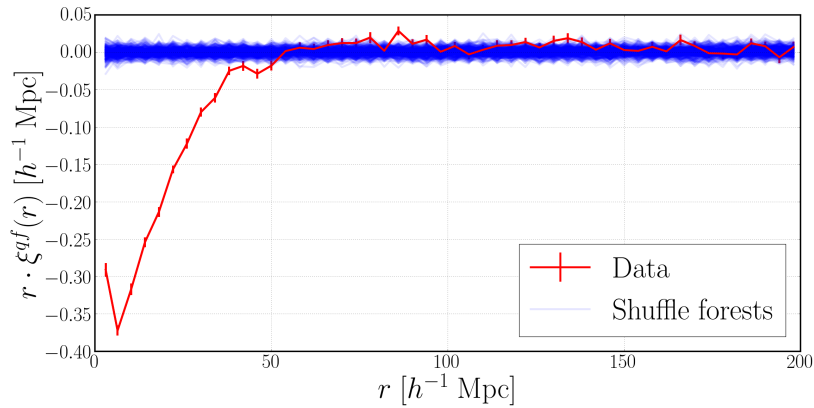


FIGURE 4.13 La fonction de corrélation moyennée sur tous les angles en fonction de la distance. La courbe rouge donne la fonction de corrélation des données sans mélange, multipliée par la séparation : $r \cdot \xi_A^{qf}$ et chaque ligne bleue donne la fonction de corrélation pour une réalisation de mélange des forêts, multipliée par la séparation : $r \cdot \xi_A^{qf,r}$.

4.2.5.3 Les simulations

La troisième méthode fait appel à des simulations. Celles-ci sont présentées dans le chapitre 6. La matrice de covariance des simulations est donnée par l'équation 4.34, comme pour la méthode précédente. Dans cette analyse nous disposons de $N_{sim} = 100$.

La figure 4.14 présente de manière similaire aux précédentes figures, la fonction de corrélation des données en rouge et de chacune des 100 simulations en bleu.

Cette méthode ne peut permettre, pour l'instant, d'obtenir la matrice de covariance ou la matrice de corrélation des données. En effet, il existe encore quelques différences entre les simulations et les données. Celles-ci n'empêchent pas une bonne comparaison qualitative, mais pas une

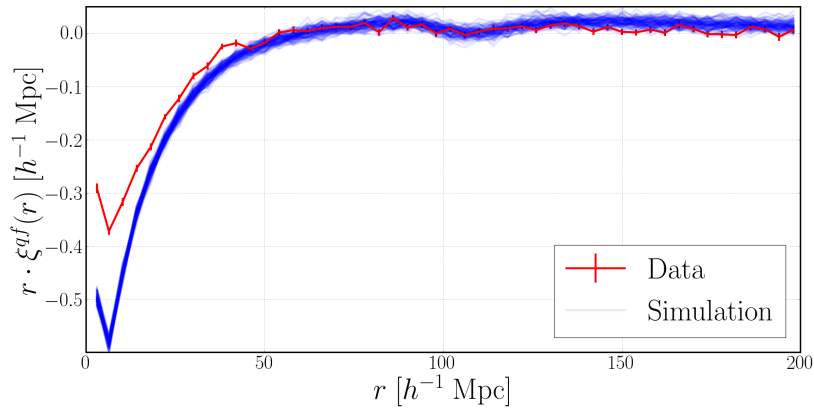


FIGURE 4.14 La fonction de corrélation sur tous les angles multipliée par la séparation en fonction de la séparation. La courbe rouge donne la fonction de corrélation des données : $r \cdot \xi_A^{qf}$ et chaque ligne bleu donne la fonction de corrélation pour une simulation : $r \cdot \xi_A^{qf, sim}$.

comparaison quantitative. Plus de détails sur la validation des calculs de la matrice de covariance sont donnés en section 6.2.4.

4.2.5.4 La décomposition en diagrammes

La dernière méthode consiste à évaluer la matrice de covariance directement à partir des données. Dans l'équation 4.31, la contribution du second terme (le produit des moyennes) est négligeable par rapport à la contribution du premier terme (la moyenne du produit). Ainsi, en combinant l'expression de la covariance de l'équation 4.31 avec l'expression de la fonction de corrélation croisée de l'équation 4.12, nous obtenons :

$$C_{AB} = \frac{1}{W_A W_B} \sum_{(i,k) \in A} \sum_{(j,l) \in B} w_i w_j \mathbb{E}[\delta_i \delta_j]. \quad (4.35)$$

Dans cette expression de la matrice de covariance, $W_A = \sum_{(i,k) \in A} w_i$ donne la somme des poids dans le bin A , i et j sont des pixels et k et l sont des quasars. La paire (i, k) tombe dans le bin A et la paire (j, l) tombe dans le bin B .

Nous pouvons décomposer cette expression en six termes, $C_{AB}^{T_i}$, où chacun des termes correspond à une configuration différente des objets i, j, k, l :

$$C_{AB} = C_{AB}^{T_1} + C_{AB}^{T_2} + C_{AB}^{T_3} + C_{AB}^{T_4} + C_{AB}^{T_5} + C_{AB}^{T_6}. \quad (4.36)$$

Ces six termes sont présentés dans la figure 4.15. En l'absence de corrélation entre les différents pixels, le premier terme T_1 donne la matrice de covariance, qui est alors diagonale. En réalité, les pixels sont corrélés et la matrice de covariance inclut aussi une contribution des termes T_2 , T_3 , T_4 , T_5 et T_6 .

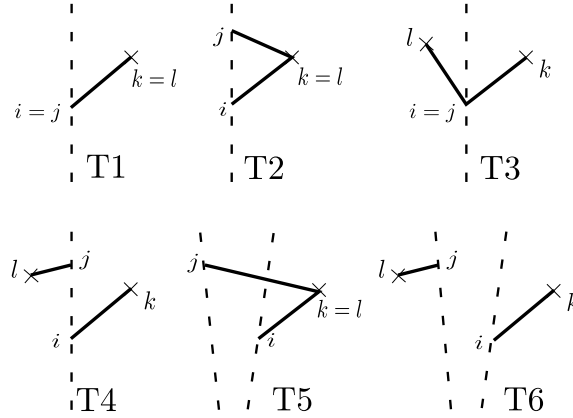


FIGURE 4.15 Représentation en diagramme des différents termes de la décomposition du calcul direct de la matrice de covariance des données.

L'espérance mathématique $\mathbb{E}[\delta_i \delta_j]$ de l'équation 4.35 est donnée par une expression différente selon la configuration des objets i, j, k, l , et surtout des pixels i et j .

- Dans le premier et le troisième diagramme $i = j$, l'espérance mathématique est donnée par la variance des pixels à la longueur d'onde $\lambda_{\text{Obs.},i}$: $\mathbb{E}[\delta_i \delta_j] = \xi^{ff,1D}(i = j)$
- Dans le deuxième et le quatrième diagramme les pixels i et j sont différents mais appartiennent à la même forêt. L'espérance mathématique est alors donnée par la corrélation entre ces deux pixels aux longueurs d'onde $\lambda_{\text{Obs.},i}$ et $\lambda_{\text{Obs.},j}$:

$$\mathbb{E}[\delta_i \delta_j] = \xi^{ff,1D}(\lambda_{\text{Obs.},i}, \lambda_{\text{Obs.},j})$$

- Enfin, dans les deux derniers diagrammes, les deux pixels sont non seulement différents mais appartiennent à deux forêts différentes. L'espérance mathématique est alors donnée par la fonction d'auto-corrélation des pixels de forêts différentes. Nous avons alors : $\mathbb{E}[\delta_i \delta_j] = \xi^{ff}(r_{ij}^{\vec{r}})$

La diagonale C_{AA} évolue au premier ordre comme l'inverse du nombre de paires, $1/N_A$. Nous donnons ainsi en figure 4.16 la contribution à la diagonale de la matrice de covariance de chaque diagramme $C_{AA}^{T_i}$, multiplié par le nombre de paires N_A .

Le calcul de la matrice de covariance par cette méthode est très long, c'est pour cela que seulement une partie de la statistique est utilisée pour la mesure des différentes contributions. Les

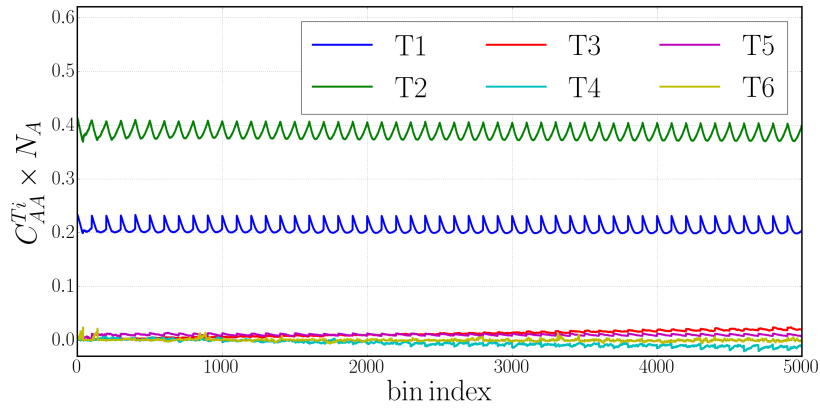


FIGURE 4.16 Éléments diagonaux de la matrice de covariance multiplié par le nombre de paires en fonction de l'indice du bin. Les éléments $C_{AA}^{T_i} \times N_A$ sont donnés pour chacun des six diagrammes de la décomposition du calcul de la matrice de covariance. Les 100 premiers bins sont pour $r_{\perp}^A = 2 h^{-1}$ Mpc, les 100 suivant un $r_{\perp}^A = 6 h^{-1}$ Mpc et ainsi de suite.

diagrammes T1 et T2 sont déterminés sur toute la statistique disponible (i.e. 168,889 forêts), les diagrammes T3, T4 et T5 sont déterminés avec 6% de la statistique disponible (i.e. les 9824 premières forêts), enfin le diagramme T6 est mesuré avec seulement 0.06% de la statistique (i.e. les 99 premières forêts). La fonction de corrélation 1D des forêts est mesurée sur les données (voir section 4.1) en différents bins de décalage de longueur d'onde (figure 4.2) et en différents bins de redshift (figure 4.4). La fonction de corrélation 3D des forêts est également mesurée sur les données (voir section 4.3), pour $r_{\parallel} \in [0, 200] h^{-1}$ Mpc et $r_{\perp} \in [0, 200] h^{-1}$ Mpc. Nous prenons une valeur nulle au delà de cet intervalle. Cette fonction de corrélation est mesurée sur un seul bin de redshift.

Sur cette figure, il est possible de voir que les diagrammes T1 et T2 dominent les termes diagonaux C_{AA} . Les diagrammes T3, T4 et T5 sont très petits mais non nuls. Enfin, T6 est nul. En effet, T6 est lié à l'intégrale de la fonction d'auto-corrélation des forêts pour toutes les paires de paires pixel - quasar dans un bin A . Il est intéressant de noter qu'alors que T3 est positif, T4 est négatif. Ces deux diagrammes s'annulent à grande séparation des paires de paires grâce à la projection des δ et notamment la propriété de l'intégrale du $\xi^{ff,1D}$ (voir équation 4.4).

La figure 4.17 donne la matrice de corrélation de ξ^{qf} (définie dans l'équation 4.32). Chaque bin de cette matrice donne une paire de bins. Ainsi, à chaque bin est associé les quatre séparations suivantes : $(r_{\parallel,A}, r_{\perp,A}, r_{\parallel,B}, r_{\perp,B})$. Nous pouvons ainsi définir la différence de séparation parallèle : $\Delta r_{\parallel} = |r_{\parallel,A} - r_{\parallel,B}| \in [0, 400] h^{-1}$ Mpc, et la différence de séparation perpendiculaire : $\Delta r_{\perp} = |r_{\perp,A} - r_{\perp,B}| \in [0, 200] h^{-1}$ Mpc.

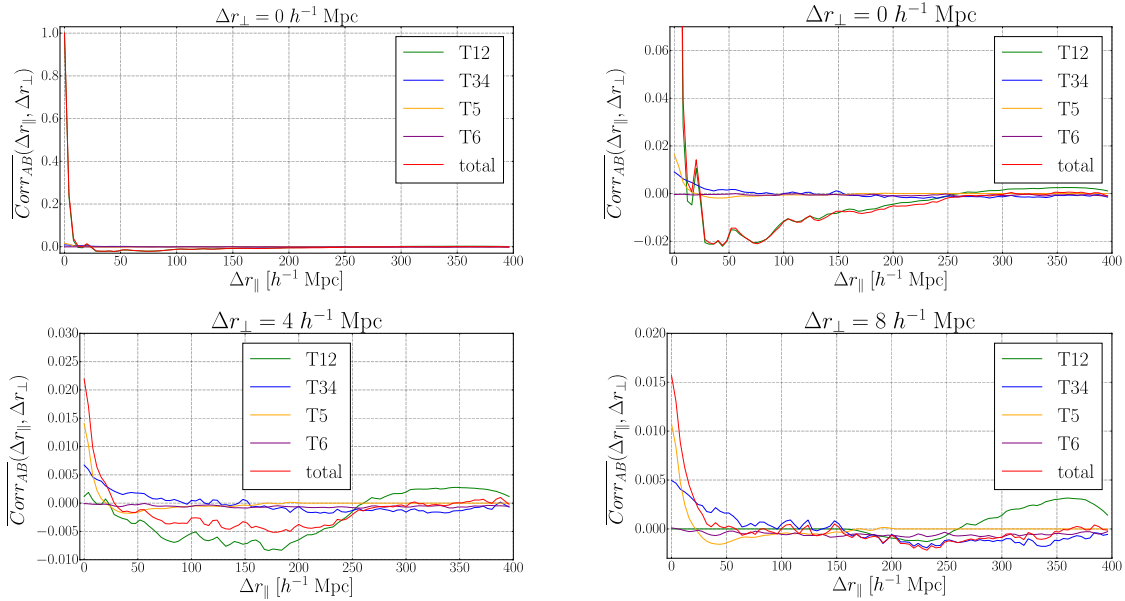


FIGURE 4.17 La matrice de corrélation pour trois tranches différentes de Δr_{\perp} . Cette figure donne l'estimation par le calcul direct pour les diagrammes T1+T2 (vert), T3+T4 (bleu), T5 (jaune) et T6 (violet). La courbe rouge donne la somme sur tous ces diagrammes.

Cette figure donne dans chaque panneau, la moyenne de cette matrice $Corr_{AB}$ selon trois différentes tranches de Δr_{\perp} . De ces quatre panneaux nous apprenons que le bin A est corrélé avec le bin B à hauteur d'environ 20% si ces deux bins possèdent le même r_{\perp} et sont distants de $4 h^{-1}$ Mpc selon la direction parallèle (panneau en haut à gauche). En revanche, deux bins ayant le même r_{\parallel} , mais distants de $4 h^{-1}$ Mpc selon la direction perpendiculaire ne sont corrélés qu'à 2% (panneau en bas à gauche).

La matrice de corrélation est proche d'être diagonale et est dominée par les termes T1 et T2. La forme de la matrice de corrélation est donnée par la fonction d'auto-corrélation 1D des pixels d'une même forêt : $\xi^{ff,1D}$, donnée en figure 4.2. On retrouve ainsi par exemple, les pics de corrélation entre le Ly α et les métaux, mis en évidence dans la figure 4.3.

4.2.5.5 Bilan

Nous avons présenté dans cette section différentes méthodes d'estimation de la matrice de covariance. La méthode de sous-échantillonnage, de mélange des forêts et de calcul direct sont toutes les trois basées sur les données. Nous pouvons ainsi les comparer.

La figure 4.18 donne pour ces trois méthodes les termes diagonaux C_{AA} , multipliés par le nombre de paires N_A . Cette figure montre bien la compatibilité des trois méthodes. Elle montre aussi leur différence de précision.

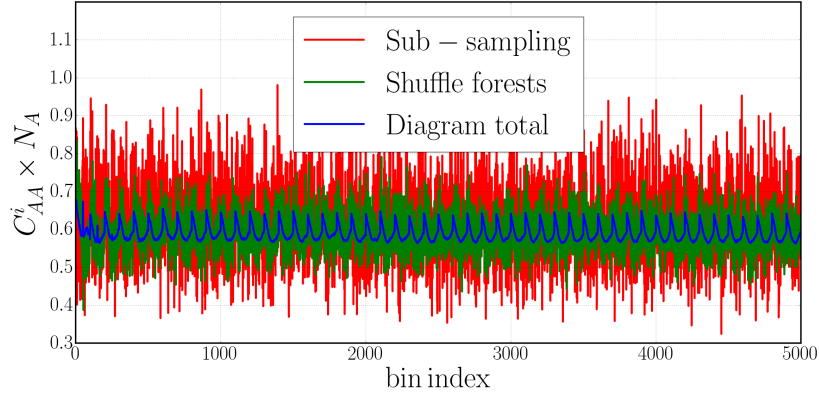


FIGURE 4.18 Éléments diagonaux de la matrice de covariance multipliés par le nombre de paires en fonction de l'indice du bin, compris dans $[0, 5000]$. Les éléments $C_{AA}^i \times N_A$ sont donnés pour chacune des trois méthodes de calcul de la matrice de covariance basée sur les données. Les 100 premiers bins sont pour $r_{\perp}^A = 2 h^{-1}$ Mpc, les 100 suivant un $r_{\perp}^A = 6 h^{-1}$ Mpc et ainsi de suite.

D'après cette figure et d'après la figure 4.16, les termes diagonaux de la matrice de covariance sont en première approximation donnés par :

$$C_{AA} \approx \frac{0.6}{N_A} \approx \frac{3\xi^{ff,1D}(i=j)}{N_A}. \quad (4.37)$$

Dans cette équation $\xi^{ff,1D}(i=j) \approx 0.2$ donne la variance moyenne des pixels de largeur $\sim 0.7 h^{-1}$ Mpc à $z \sim 2.4$. Les variations observées dans la figure traduisent le fait que tous les bins ne possèdent pas le même redshift moyen, et ainsi le même $\xi^{ff,1D}(i=j)$. Le facteur 3 traduit l'importance de la corrélation entre les pixels. Cette corrélation a pour effet de diminuer la signification de notre mesure.

Le nombre de paires dans le bin A dépend de la taille du bin, S_{bin} , et de la séparation transverse du bin, r_{\perp}^A . Ce nombre est donné par toutes les paires dans un tore à section carrée. La figure 4.19 donne la géométrie du bin A et le volume du ciel dans celui-ci.

Le volume du bin A est ainsi donné par le volume d'un cylindre percé :

$$V_A = S_{bin} \left[2\pi \left(r_{\perp}^A + \frac{S_{bin}}{2} \right)^2 - 2\pi \left(r_{\perp}^A - \frac{S_{bin}}{2} \right)^2 \right]. \quad (4.38)$$

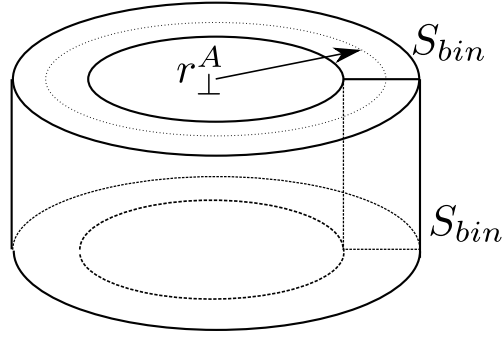


FIGURE 4.19 Géométrie d'un bin A de séparation transverse r_{\perp}^A et de taille carrée S_{bin} .

Ce qui se réduit en :

$$V_A = 2\pi S_{bin}^2 r_{\perp}^A. \quad (4.39)$$

Ainsi, pour une distribution uniforme des objets, nous avons :

$$N_A \propto 2\pi S_{bin}^2 r_{\perp}^A. \quad (4.40)$$

Finalement, en combinant avec l'équation 4.37, nous obtenons l'évolution de la covariance :

$$C_{AA} \propto \frac{3\xi^{ff,1D}(i=j)}{2\pi \left(\frac{S_{bin}}{4 [h^{-1} \text{ Mpc}]}\right)^2 \left(\frac{r_{\perp}^A}{100 [h^{-1} \text{ Mpc}]}\right)}. \quad (4.41)$$

Cette formule donne très bien l'évolution de la diagonale de la matrice de covariance.

Enfin, la figure 4.20 donne, de manière similaire à la figure 4.17, le détail de trois tranches de Δr_{\perp} pour la matrice de corrélation. Cette figure permet de comparer les trois méthodes d'obtention de la matrice de covariance basées sur les données. Les trois méthodes donnent des résultats similaires. Le sous-échantillonnage et le calcul direct sont en accord parfait. Le mélange des forêts donne des résultats significativement différents pour $\Delta r_{\perp} \geq 4 h^{-1} \text{ Mpc}$ et $\Delta r_{\parallel} \geq 40 h^{-1} \text{ Mpc}$. Ceci est attendu car dans le mélange des forêts l'espérance mathématique de la fonction d'auto-corrélation des pixels de différentes forêts est nulle. Ainsi, il n'y a pas de contribution des diagrammes T5 et T6.

Nous avons ainsi trois méthodes permettant d'obtenir la matrice de covariance sur les données. La méthode basée sur la décomposition en diagrammes est très précise, mais longue en temps de calcul. La méthode basée sur le mélange des forêts est assez précise mais supprime une partie de

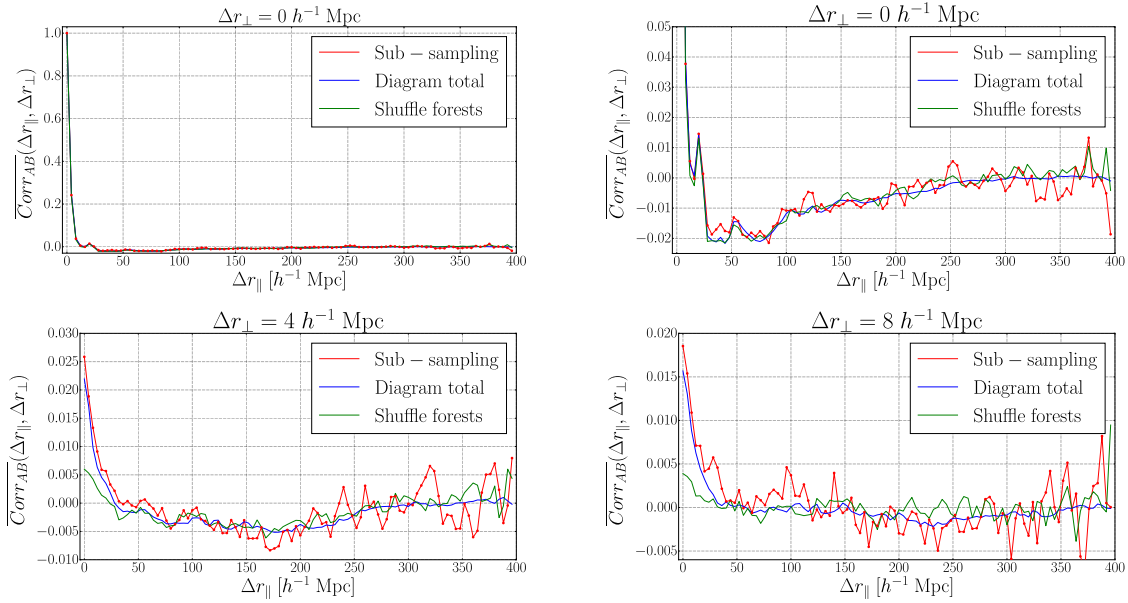


FIGURE 4.20 Description de la matrice de corrélation pour trois tranches différentes de Δr_{\perp} . Cette figure donne la comparaison entre les trois méthodes de mesure de la matrice de covariance basées sur les données. C'est-à-dire les sous-échantillons (rouge), le calcul direct (bleu) et le mélange des forêts (vert).

la corrélation. Ainsi, nous utilisons pour la suite la matrice de covariance obtenue à partir des 80 sous-échantillons du ciel. Cela nous permet d'avoir facilement la même méthode d'estimation de la covariance lorsqu'un élément des données est modifié (par exemple les *data split*, voir section 5.2.6).

En raison du faible nombre de sous-échantillons disponibles, cette matrice est très bruitée. Nous prenons telle quelle la diagonale de la matrice de covariance, i.e. la variance, mais nous lissons la matrice de corrélation. Ce lissage est obtenu à partir des différentes moyennes pour des tranches de Δr_{\perp} . Les trois premières tranches sont données dans la figure 4.20.

4.2.6 Matrice de distorsion

4.2.6.1 Calcul de la matrice

Comme expliqué dans la section 3.2.4 nous mesurons dans cette analyse non pas le champ de fluctuations de transmission de flux, mais sa projection par le projecteur \mathbb{P} . Cette projection transforme le champ mesuré. Il est important de pouvoir prédire cette distorsion afin de distordre également le modèle que nous ajustons aux données.

Afin d'ajuster notre signal, nous allons procéder à une optimisation de χ^2 . Celui-ci est donné par :

$$\chi^2 = \left(\xi^{qf} - \xi_{model}^{qf} \right)^\top C^{-1} \left(\xi^{qf} - \xi_{model}^{qf} \right), \quad (4.42)$$

où ξ^{qf} est la mesure de la fonction de corrélation (voir équation 4.12), C est la matrice de covariance de notre mesure et ξ_{model}^{qf} est le modèle de la mesure.

Dans notre analyse, le modèle est :

$$\xi_{A,model}^{qf} = \frac{\sum_{(i,k)} \Theta_A^{ki} w_i \mathbb{P} \langle \delta_{i,model} \rangle}{\sum_{(i,k)} \Theta_A^{ki} w_i}, \quad (4.43)$$

où A est un bin de la mesure de la fonction de corrélation, i est un pixel et k est un quasar, \mathbb{P} est le projecteur et enfin $\langle \delta_{i,model} \rangle$ est la valeur moyenne du pixel i selon le modèle. Ce pixel est situé à une distance \vec{r} du quasar k . Cette valeur du pixel est donnée par la fonction de corrélation théorique non distordue :

$$\langle \delta_{i,model} \rangle = \xi_{ik}^{qf,th}. \quad (4.44)$$

Si celle-ci est donnée pour une grille en bin A' , nous avons alors :

$$\langle \delta_{i,model} \rangle = \Theta_{A'}^{ki} \xi_{A'}^{qf,th}. \quad (4.45)$$

Nous pouvons alors donner la définition de la matrice de distortion $D_{AA'}$, donnée par :

$$\xi_{A,model}^{qf} = D_{AA'} \xi_{A'}^{qf,th}, \quad (4.46)$$

où la somme est implicite sur les indices. Ainsi, à l'aide de l'expression du projecteur en équation 3.31, nous avons :

$$D_{AA'} = \frac{\sum_{(i,k)} \Theta_A^{ki} w_i \sum_j P_{ij} \Theta_{A'}^{kj}}{\sum_{(i,k)} \Theta_A^{ki} w_i}. \quad (4.47)$$

Finalement, l'expression de la matrice de distorsion est :

$$D_{AA'} = \frac{\sum_{(i,k)} \Theta_A^{ki} w_i \sum_j \left(\delta_{ij}^K - \frac{w_l}{\sum_l w_l} - \frac{w_j (\lambda_{R.F.,i} - \overline{\lambda_{R.F.,f}}) (\lambda_{R.F.,j} - \overline{\lambda_{R.F.,f}})}{\sum_l w_l (\lambda_{R.F.,l} - \overline{\lambda_{R.F.,f}})^2} \right) \Theta_{A'}^{kj}}{\sum_{(i,k)} \Theta_A^{ki} w_i}, \quad (4.48)$$

ce qui se réduit en :

$$D_{AA'} = \delta_{AA'}^K - \frac{\sum_{(i,k)} \Theta_A^{ki} w_i \sum_j \left(\frac{w_l}{\sum_l w_l} + \frac{w_j (\lambda_{R.F.,i} - \overline{\lambda_{R.F.,f}}) (\lambda_{R.F.,j} - \overline{\lambda_{R.F.,f}})}{\sum_l w_l (\lambda_{R.F.,l} - \overline{\lambda_{R.F.,f}})^2} \right) \Theta_{A'}^{kj}}{\sum_{(i,k)} \Theta_A^{ki} w_i}, \quad (4.49)$$

où pour rappel $\delta_{AA'}^K$ est le symbole de Kronecker et la somme \sum_j court sur tous les pixels de la forêt d'où provient le pixel i . A est un bin de la mesure et A' un bin du modèle. La somme donnée par $\sum_j \Theta_{A'}^{kj}$ court seulement sur les pixels de la forêt f dont la distance entre le quasar k et le pixel j est dans le pixel A' .

Nous pouvons noter plusieurs aspects :

- L'expression du calcul du χ^2 , peut être écrit dans une forme plus standard comparant la mesure à la théorie. Seulement, cette expression fait maintenant intervenir la matrice de distorsion. Nous avons ainsi :

$$\chi^2 = \left(\xi_A^{qf} - D_{AA'} \xi_{A'}^{qf, th} \right)^\top C_{AB}^{-1} \left(\xi_B^{qf} - D_{BB'} \xi_{B'}^{qf, th} \right), \quad (4.50)$$

où la somme est implicite sur les A et les A' .

- La matrice de distorsion est appliquée au modèle de la fonction de corrélation croisée, pas aux données.
- Aucune supposition n'a été faite sur le binning du modèle de bin A' . Ainsi, il est possible d'avoir un binning différent pour la mesure et pour le modèle. La matrice $D_{AA'}$ serait alors rectangulaire, et non carrée. Dans cette analyse nous prenons le même binning.
- Dans le cas où il n'y aurait aucune projection du champ de fluctuation de flux, la matrice de distorsion serait l'unité : $D_{AA'} = \mathbb{I}$.

4.2.6.2 Résultats

Nous utilisons ainsi l'équation 4.49 pour calculer la matrice de distorsion sur l'ensemble des données. Dans cette étude, $D_{AA'}$ est une matrice carrée de $N_{bin} \times N_{bin} = 5000 \times 5000 = 25,000,000$ bins.

La figure 4.21 donne la distribution des termes de cette matrice. Le panneau de gauche donne la distribution des 5000 termes diagonaux. Ces termes sont proches de l'unité : $D_{AA} \approx 1$ mais sont

inférieurs à l'unité : $D_{AA} \leq 1$. Le panneau de droite donne la distribution de tous les termes non-diagonaux. Ces termes sont petits, $|D_{AA'}| < 0.03$, pour $A \neq A'$.

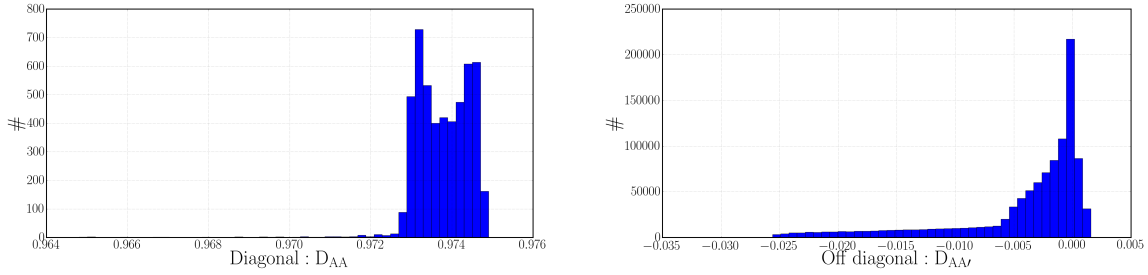


FIGURE 4.21 Distribution des termes de la matrice de distorsion de la fonction de corrélation croisée de cette analyse. Le panneau de gauche donne les termes diagonaux : $D_{AA'}$, le panneau de droite donne les termes non-diagonaux : $D_{AA'}$ pour $A \neq A'$.

Comme pour la matrice de corrélation, la matrice de distorsion peut être décrite en tranche de différence de la composante de séparation perpendiculaire à la ligne de visée : Δr_{\perp} . La figure 4.22 montre la moyenne de cette matrice pour deux bins A et A' possédant le même r_{\perp} : $\Delta r_{\perp} = 0 h^{-1}$ Mpc. Cette matrice est dominée par le terme diagonale $D_{AA} \lesssim 1$. Les éléments des premiers voisins sont systématiquement négatifs et faibles $D_{AA'} \sim -0.02$. Nous pouvons ainsi déduire que l'ajustement du continu du quasar retire de l'information du bin A et la distribue dans les bins voisins A' ayant le même r_{\perp} . Les tranches avec $\Delta r_{\perp} \geq 4 h^{-1}$ Mpc sont négligeables, et ne sont pas présentées ici.

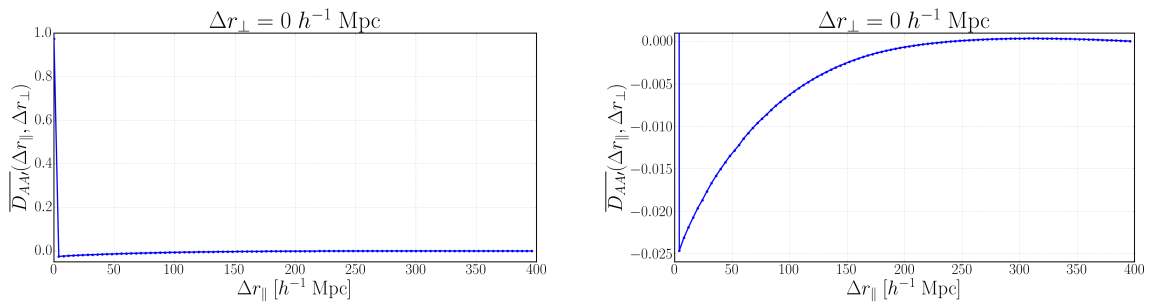


FIGURE 4.22 Représentation des éléments de la matrice de distorsion pour deux bins A et A' possédant la même séparation perpendiculaire à la ligne de visée : $\Delta r_{\perp} = 0 h^{-1}$ Mpc. À gauche pour tout l'intervalle et à droite pour un zoom sur les termes non-diagonaux.

4.3 ξ^{ff} : corrélation entre pixels de différentes forêts

Bien qu'elle ne soit pas au centre de ce manuscrit, la mesure de la fonction d'auto-corrélation des forêts-Ly α est importante pour deux raisons. Premièrement, il est important dans une collaboration qu'il y ait plusieurs personnes étudiant les mêmes données de manière indépendante. Cela permet d'avoir des résultats plus fiables. Deuxièmement, il apparaît important de pouvoir mesurer à la fois les fonctions d'auto-corrélation et de corrélation croisée afin de faire un ajustement simultané des paramètres. En effet, il existe une dégénérescence entre les paramètres $b_{Ly\alpha}$, $\beta_{Ly\alpha}$, b_{qso} et β_{qso} quand seulement la fonction de corrélation croisée est ajustée. Celle-ci est levée lors d'un ajustement combiné.

Le but de cette section n'est pas de présenter tous les calculs et les résultats spécifiques à l'auto-corrélation des forêts. Ces résultats ont été obtenus lors de la thèse, ils ne sont que partiellement exposés ici.

4.3.1 Calcul

L'équation qui suit donne l'expression du calcul de cette corrélation :

$$\xi_A^{ff} = \frac{\sum_{g=0}^{N_f-1} \sum_{h=0}^{g-1} \sum_{i=0}^{N_{pixel,g}} \sum_{j=0}^{N_{pixel,h}} \Theta_A^{ij} w_i w_j \delta_i \delta_j}{\sum_{g=0}^{N_f-1} \sum_{h=0}^{g-1} \sum_{i=0}^{N_{pixel,g}} \sum_{j=0}^{N_{pixel,h}} \Theta_A^{ij} w_i w_j}. \quad (4.51)$$

Dans cette équation, A représente un bin de la fonction de corrélation, N_f est le nombre de forêts dans le catalogue, $N_{pixel,g}$ le nombre de pixels dans la forêt g et $N_{pixel,h}$ dans la forêt h , w_i et δ_i sont respectivement le poids du pixel et la valeur du champ d'absorption, w_j et δ_j se réfèrent de manière similaire au pixel j . Les pixels i et j sont pris dans deux forêts (respectivement g et h) différentes. Cela permet de ne pas ajouter la contribution du $\xi^{ff,1D}$ à l'auto-corrélation. Enfin, Θ_A^{ij} vaut 1 si la distance entre les deux pixels est dans le bin A , sinon il vaut 0.

L'expression de cette corrélation peut être allégée. Nous avons alors :

$$\xi_A^{ff} = \frac{\sum_{(i,j) \in A} w_i w_j \delta_i \delta_j}{\sum_{(i,j) \in A} w_i w_j}, \quad (4.52)$$

où les pixels i et j n'appartiennent pas à la même forêt.

Le calcul des distances pour l'auto-corrélation est tout à fait le même que pour la corrélation croisée à l'exception d'un aspect. Comme ici les deux objets dans le ciel sont de même classe, leur configuration reste inchangée par permutation des deux pixels. Ainsi, la séparation parallèle à la ligne de visée ne peut être négative et $r_{\parallel} \in [0, d_{\max}]$ et l'équation 4.14 doit être redéfinie par :

$$r_{\parallel} = |d_i - d_j| \cos \frac{\theta}{2}. \quad (4.53)$$

De plus, comme décrit dans la section précédente, la distance minimale des pixels est donnée par l'intervalle en longueur d'onde observée, ici $\lambda_{\text{Obs.}} \in [3600, 7235] \text{ \AA}$. Ainsi, cela permet de trouver l'angle maximal entre deux lignes de visée :

$$\theta_{\max} = 2 \arcsin \frac{d_{\max}}{2d_{\text{pix},\min}}, \quad (4.54)$$

dans notre étude cela correspond à un angle $\theta_{\max} = 3.24^\circ$ sur le ciel.

4.3.2 Fonction de corrélation

De manière similaire à l'étude de la fonction de corrélation croisée, nous mesurons ξ^{ff} pour $r_{\parallel} \in [0, 200]$ et $r_{\perp} \in [0, 200]$ avec un binning carré, de côté $S_{\text{bin}} = 4 h^{-1} \text{ Mpc}$. Nous obtenons ainsi un nombre de bin : $N_{\text{bin}} = 2500$.

Le redshift effectif de la mesure est $z_{\text{eff}} = 2.37$, et plus de 4.3×10^{11} paires se situent dans la zone du pic BAO.

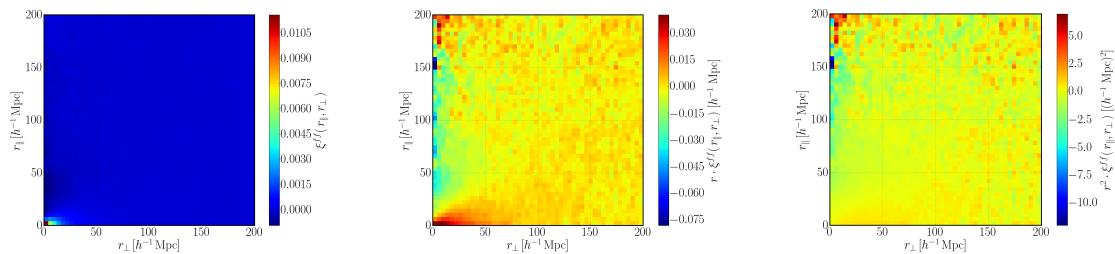


FIGURE 4.23 Mesure de la fonction d'auto-corrélation des pixels de la forêt Ly α appartenant à des forêts différentes : ξ^{ff} . Le premier panneau donne la corrélation, le deuxième panneau donne la corrélation multipliée par la distance du bin r et le troisième donne la corrélation multipliée par la séparation du bin au carré r^2 .

La figure 4.23 présente la mesure de ξ^{ff} . De même que dans l'analyse de la fonction de corrélation croisée, cette manière de présenter les données donne peu d'indication visuelle sur le résultat de la mesure. C'est pour cela que nous présentons dans la figure 4.24 la même fonction de corrélation

$\xi^{ff}(r)$, en moyennant sur toutes les directions disponibles. Cette figure est très similaire à la fonction de corrélation de la matière, présentée en figure 1.6. Elle donne dans les trois panneaux : $\xi^{ff}(r)$, $r \cdot \xi^{ff}(r)$ et finalement $r^2 \cdot \xi^{ff}(r)$. Dans le panneau du bas de cette figure, le pic BAO apparaît clairement comme un excès de corrélation à une échelle d'approximativement $100 h^{-1} \text{ Mpc}$.

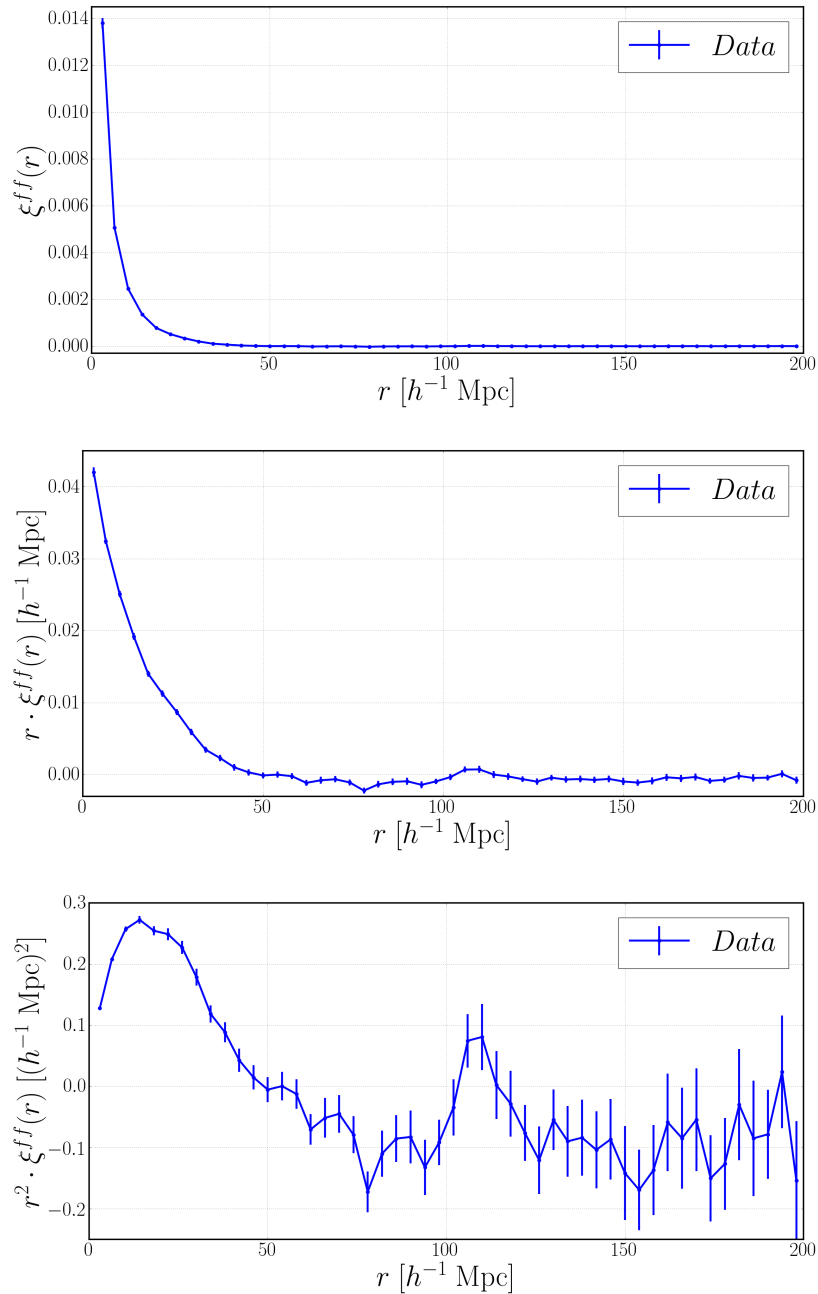


FIGURE 4.24 Mesure de la fonction d'auto-corrélation des pixels de la forêt Ly α appartenant à des forêts différentes : ξ^{ff} . La corrélation est moyennée sur tous les angles disponibles. Le premier panneau donne la corrélation, le deuxième panneau donne la corrélation multipliée par la distance du bin r et le troisième donne la corrélation multipliée par la distance du bin au carré r^2 .

Chapitre 5

Mesure de l'échelle des oscillations acoustiques de baryons

« Il faut coller à la vie comme on colle à un cheval. Il faut en suivre souplement les moindres mouvements, sans jamais se raidir contre elle. »

Étoile au grand large
1943
Guy de Larigaudie

5.1 Modèle théorique

Cette section décrit le modèle théorique ajusté sur les données. Ce modèle a été affiné et développé à partir de plusieurs publications : les études précédentes de la fonction de corrélation croisée de Font-Ribera et al. [45] et Font-Ribera et al. [36] et les études de l'auto-corrélation de Busca et al. [37], Slosar et al. [46], Delubac et al. [38] et Bautista et al. [18]. De plus, ce modèle s'inspire des méthodes de mesure de l'échelle BAO présentées dans Kirkby et al. [47] et dans Blomqvist et al. [48]. Cette étude est publiée dans du Mas des Bourboux et al. [49].

Tous les paramètres sont définis et mesurés au redshift effectif de la corrélation croisée : $z_{\text{eff}} = 2.40$. Celui-ci est calculé pour toutes les paires pixel - quasar de distance comprise dans la zone de l'échelle BAO (voir équation 4.26).

5.1.1 Définition du χ^2

Dans cette analyse, nous procédons ainsi à une minimisation de χ^2 . Celui-ci, exprimé en équation 4.42, est donné par :

$$\chi^2 = \left(\xi_{measured}^{qf} - \xi_{model}^{qf} \right)^\top C^{-1} \left(\xi_{measured}^{qf} - \xi_{model}^{qf} \right), \quad (5.1)$$

où $\xi_{measured}^{qf}$ est la mesure de la fonction de corrélation croisée entre les pixels et les quasars, ξ_{model}^{qf} est le modèle de cette mesure et C est la matrice de covariance de la mesure.

Dans cette définition, $\xi_{measured}^{qf}$ est mesuré dans la section 4.2 et illustré en figure 4.6 et en figure 4.7. La matrice de covariance C est calculée dans la section 4.2.5. Le modèle de notre mesure ξ_{model}^{qf} est relié à la fonction de corrélation théorique par l'équation 4.46, donnée en section 4.2.6. Celle-ci donne :

$$\xi_{model,A}^{qf} = D_{AA'} \xi_{A'}^{qf,th}, \quad (5.2)$$

où A est un bin de la mesure et A' est un bin de la théorie. La sommation est implicite sur les indices.

Nous pouvons ainsi écrire de nouveau l'équation 5.1 qui donne le χ^2 à minimiser :

$$\chi^2 = \left(\xi_{A,measured}^{qf} - D_{AA'} \xi_{A'}^{qf,th} \right)^\top C_{AB}^{-1} \left(\xi_{B,measured}^{qf} - D_{BB'} \xi_{B'}^{qf,th} \right), \quad (5.3)$$

5.1.2 Fonction de broadband

Dans cette analyse, nous nous intéressons à la position du pic BAO. Ainsi, il est important d'obtenir une décorrélation maximum entre cette position et la forme globale de la fonction de corrélation. Or, cette forme est déterminée par différents effets physiques. Beaucoup de ces effets sont bien compris comme le biais des traceurs (b_t), les distorsions dans l'espace des redshifts des traceurs (β_t), la dispersion des vitesses des objets. . . En revanche, d'autres sont moins bien compris et peut-être que d'autres restent à être découverts.

Dans cette analyse nous étudions cette possible corrélation entre la position du pic BAO et la forme générale de la fonction de corrélation en ajoutant des fonctions lisses (*broadband*) à la corrélation théorique. L'équation 5.2 est alors redéfinie en :

$$\xi_{model}^{qf} = D_{AA'} \left(\xi_{A'}^{qf,th} + BB_{A'} \right), \quad (5.4)$$

où $BB_{A'}$ est la fonction de broadband qui modèle la contribution de probables effets physiques inconnus. Alors que $\xi_{A'}^{qf,th}$ donne la contribution des effets physiques connus.

La contribution des effets inconnus peut être prise en compte de plusieurs manières. Nous en donnons ici deux différentes :

$$BB_1(r, \mu) = \sum_{i=i_{\min}}^{i_{\max}} \sum_{j=j_{\min}}^{j_{\max}} a_{i,j} L_j(\mu) \left(\frac{r_0}{r} \right)^i, \quad (5.5)$$

$$BB_2(r_{\parallel}, r_{\perp}) = \sum_{i=i_{\min}}^{i_{\max}} \sum_{j=j_{\min}}^{j_{\max}} a_{i,j} \left(\frac{r_{\parallel}}{r_0} \right)^i \left(\frac{r_{\perp}}{r_0} \right)^j, \quad (5.6)$$

où $r_0 = 100 h^{-1}$ Mpc est un facteur de normalisation et L_j est le polynôme de Legendre de degré j . L'ensemble des paramètres $(i_{\min}, i_{\max}, j_{\min}, j_{\max})$ définissent un broadband. L'ensemble des paramètres $(a_{i,j})$ donne les coefficients de chaque terme pour une fonction de broadband donnée, ils sont adimensionnels.

Ainsi, par exemple, $BB(0, 1, 0, 1) = a_{0,0}$ donne dans les deux paramétrisations une fonction de broadband constante. Dans le cas d'une connaissance parfaite de la fonction de corrélation et des différents effets physiques, les fonctions de broadband sont nulles. Nous supposons ceci être le cas dans cette étude.

5.1.3 Effet de la proximité du quasar

Comme nous l'avons vu en section 1.4.1 les quasars sont des objets lumineux dans toutes les directions, mais surtout selon l'axe de leurs jets. Ils émettent en particulier un flux de rayonnement UV ionisant (Γ) qui change la proportion de gaz neutre de l'IGM. Cet effet induit une corrélation entre la position du quasar et la densité de gaz neutre dans l'IGM.

Ainsi, la fonction de corrélation croisée théorique est décomposée en deux contributions :

$$\xi^{qf,th} = \xi_{all\ tra}^{qf,th} + \xi_{rad}^{qf,th}, \quad (5.7)$$

où $\xi_{all\ tra}^{qf,th}$ donne la contribution de la corrélation entre les quasars les différents absorbeurs (eqn. 5.11) et où $\xi_{rad}^{qf,th}$ donne la contribution de l'effet de la radiation du quasar. Cet effet est modélisé selon Font-Ribera et al. [45] ainsi que selon l'étude menée dans la thèse de doctorat d'Ignasi, Pérez i Ràfols [50]. Nous avons alors :

$$\xi_{rad}^{qf,th} = b_{\Gamma,q} \left(\frac{r_{\Gamma,q}}{r} \right)^2 [1 - a_{\Gamma,q}(1 - \mu^2)] e^{-\frac{r(1+\mu)}{t_{\Gamma,q}}} e^{-\frac{r}{\lambda_{o,UV}}}. \quad (5.8)$$

Dans cette équation, l'indice Γ se réfère à l'effet de la radiation ionisante des quasars q , $\mu = r_{\parallel}/r$ est le cosinus de l'angle entre l'observation (Terre - quasar) et la paire (pixel - quasar). Le paramètre $b_{\Gamma,q}$ donne l'amplitude de l'effet, $r_{\Gamma,q}$ [h^{-1} Mpc] est fixé par convention à $4 h^{-1}$ Mpc, $a_{\Gamma,q}$ donne l'asymétrie de la corrélation, $t_{\Gamma,q}$ [h^{-1} Mpc] est le temps de vie du quasar multiplié par la vitesse de la lumière, enfin, $\lambda_{o,UV}$ [h^{-1} Mpc] implique une rapide diminution de l'effet avec la distance, il correspond au libre parcours moyen des photons ionisants.

Les paramètres de ce modèle sont très corrélés. De plus, l'étude de l'ajustement des données montre le faible impact d'une grande partie de ces paramètres. Par soucis de simplification, nous utilisons le modèle :

$$\xi_{rad}^{qf,th} = b_{\Gamma,q} \left(\frac{4 h^{-1} \text{ Mpc}}{r} \right)^2 e^{-\frac{r}{\lambda_{o,UV}}}. \quad (5.9)$$

Ce modèle correspond à l'équation 5.8, pour $r_{\Gamma,q} = 4 h^{-1}$ Mpc, $a_{\Gamma,q} = 0$ et $1/t_{\Gamma,q} = 0$ (h^{-1} Mpc). Le libre parcours moyen des photons UV est $\lambda_{o,UV} = 300 h^{-1}$ Mpc (Gontcho A Gontcho et al. [51]). Physiquement, ce modèle peut être interprété comme une réduction isotrope du biais du Ly α à proximité d'un quasar. En effet, en raison de la puissance ionisante des quasars la proportion d'hydrogène neutre est plus faible près de ceux-ci qu'à plus grande distance.

5.1.4 Différents traceurs

Dans cette étude, nous utilisons différents types de traceurs des fluctuations de densités de matière : un objet et des absorbeurs présents dans la forêt- $\text{Ly}\alpha$. L'objet est un quasar noté ici QSO ou bien q . L'étude de la fonction de corrélation des pixels d'une même forêt en section 4.1 donne le tableau 4.1. Ce dernier identifie les quatre principaux métaux présents dans la forêt- $\text{Ly}\alpha$ et susceptibles d'apparaître dans la fonction de corrélation croisée mesurée ici. Parmi ces absorbeurs, le $\text{Ly}\alpha$ est utilisé pour mesurer l'échelle BAO alors que les métaux ne constituent ici qu'une nuisance.

De plus, même si un effort est fourni pour corriger et parfois retirer les pixels affectés par un DLA (voir section 3.2.2), une partie de ces pixels est manquée. De plus, dans certains cas nous sommes en présence de systèmes à la limite entre un DLA et une absorption $\text{Ly}\alpha$ standard, ce sont les systèmes de Lyman à la limite (LLS : *Lyman-Limit System*). L'ensemble de ces systèmes LLS et DLA porte le nom de système à haute densité de colonne (HCD : *High Column-Density System*).

Dans la suite de cette étude nous utilisons l'abréviation t pour traceur, a pour absorbeur et m pour métaux. Les traceurs sont ainsi $t \in \{\text{QSO}, \text{Ly}\alpha, \text{HCD}, \text{SiII}(1260), \text{SiIII}(1207), \text{SiII}(1193), \text{SiII}(1190)\}$, les absorbeurs sont $a \in \{\text{Ly}\alpha, \text{HCD}, \text{SiII}(1260), \text{SiIII}(1207), \text{SiII}(1193), \text{SiII}(1190)\}$ et enfin les métaux sont $m \in \{\text{SiII}(1260), \text{SiIII}(1207), \text{SiII}(1193), \text{SiII}(1190)\}$. Le tableau 5.1 résume ces notations.

Type	Abréviation	Liste
traceur	t	QSO, $\text{Ly}\alpha$, HCD, SiII(1260), SiIII(1207), SiII(1193), SiII(1190)
absorbeur	a	$\text{Ly}\alpha$, HCD, SiII(1260), SiIII(1207), SiII(1193), SiII(1190)
métal	m	SiII(1260), SiIII(1207), SiII(1193), SiII(1190)
HCD	HCD	HCD
QSO	q	QSO

TABLE 5.1 Liste des différents objets et éléments présents dans la fonction de corrélation croisée de cette étude.

La fonction de corrélation croisée théorique est donnée par la somme de toutes les corrélations croisées possibles entre la distribution des quasars et celle d'un des six absorbeurs. Cela donne :

$$\xi_{all\,tra}^{qf,th} = \sum_a \xi^{qa,th}, \quad (5.10)$$

qui peut être réécrit comme :

$$\xi_{all\ tra}^{qf,th} = \xi^{qLy\alpha,th} + \xi^{qHCD,th} + \xi^{qSiII(1260),th} + \xi^{qSiIII(1207),th} + \xi^{qSiII(1193),th} + \xi^{qSiII(1190),th}. \quad (5.11)$$

5.1.5 Corrélation Ly α - quasar

La fonction de corrélation croisée $\xi^{qLy\alpha,th}$ est donnée par la transformée de Fourier du spectre de puissance suivant :

$$P^{qLy\alpha,th}(\vec{k}, z) = d_q(\mu_k, z) d_{Ly\alpha}(\mu_k, z) R_{bin}(\vec{k}) \sqrt{V_{NL,q}(k_{\parallel})} \sqrt{F_{NL}(\vec{k})} P_{QL}(\vec{k}, z), \quad (5.12)$$

où la signification de chaque terme est donnée dans ce qui suit. Le vecteur $\vec{k} = (k_{\parallel}, k_{\perp})$ est le nombre d'onde de module k . $\mu_k = k_{\parallel}/k$ est le cosinus entre la direction d'observation et la direction des paires. k_{\parallel} est la composante le long de la ligne de visée et k_{\perp} est la composante perpendiculaire à la ligne de visée.

5.1.6 Facteur de Kaiser

Le terme d_t donne le facteur de Kaiser pour les différents traceurs. Celui-ci est exprimé en fonction du biais et du paramètre RSD. Nous avons :

$$d_t(\mu_k, z) = b_t(z) (1 + \beta_t \mu_k^2). \quad (5.13)$$

Dans cette analyse, l'évolution avec le redshift du paramètre de RSD, β_t , est négligée et ce paramètre est donné au redshift effectif : $\beta_t = \beta_t(z = z_{\text{eff}})$. En revanche, l'évolution du biais est prise en compte et nous avons pour le bin A de la fonction de corrélation de redshift $\bar{z}_{qa,A}$ (voir section 4.2.3) :

$$b_{t,A} = \frac{e_t(\bar{z}_{qa,A})}{e_t(z_{\text{eff}})} b_t(z_{\text{eff}}), \quad (5.14)$$

où $b_{t,A}$ est la valeur du biais dans le bin A en supposant une évolution selon $e_t(z)$.

Pour les quasars, cette évolution est prise selon Croom et al. [13], elle est donnée par l'équation 1.77 de la section 1.4.1, nous la redonnons ici :

$$e_q(z) = e_{1,q} + e_{2,q}(1+z)^2, \quad (5.15)$$

où $e_{1,q} = 0.53$ et $e_{2,q} = 0.289$ sont fixes.

Pour les pixels Ly α , et plus généralement pour tous les absorbeurs, cette évolution est donnée par la mesure de McDonald et al. [17]. Dans la section 4.1.4, nous en avons donné une mise à jour. Nous avons ainsi :

$$e_a(z) = (1 + z)^{e_{1,a}}, \quad (5.16)$$

où $e_{1,a} = 2.9$.

Le redshift moyen est le même dans tous les bins à 2% près. Ainsi, les hypothèses sur l'évolution du biais du traceur, e_t , n'ont aucune importance pour la mesure de l'échelle BAO et que très peu pour la mesure du biais des traceurs.

Pour les quasars, la physique des RSD est plus simple que pour les absorbeurs. Nous avons l'équation 1.79, que nous redonnons ici :

$$b_q(z_{\text{eff}})\beta_q(z_{\text{eff}}) = f(z_{\text{eff}}), \quad (5.17)$$

où f est le taux de croissance des structures.

Le biais et le beta des forêts-Ly α est modifié par la présence dans les spectres des HCD. Nous modélisons cet effet comme dans Bautista et al. [18]. Les HCD sont traités comme les autres traceurs, mais leur terme de Kaiser est modifié :

$$d_{HCD}(\mu_k, z) = b_{HCD}(z) (1 + \beta_{HCD}\mu_k^2) \text{sinc}(k_{\parallel}L_{HCD}), \quad (5.18)$$

où b_{HCD} et β_{HCD} sont les paramètres de Kaiser et L_{HCD} [h^{-1} Mpc] donne un lissage de la corrélation selon la ligne de visée.

De même, les fluctuations d'UV changent le biais et le beta des Ly α . Nous modélisons cet effet à partir de l'étude de Gontcho A Gontcho et al. [51], utilisé dans Bautista et al. [18]. Les fluctuations d'UV sont prises en compte par une modification des paramètres du Ly α . Sur le spectre de puissance, elles sont paramétrées par ces trois paramètres : $b_{\Gamma,UV}$, b'_{UV} et $\lambda_{o,UV}$ [h^{-1} Mpc], donnés dans les équations 11 et 12 de Gontcho A Gontcho et al. [51].

5.1.7 Effet du binning

Le facteur $R_{bin}(\vec{k})$ traduit l'effet sur le spectre de puissance du binning de la fonction de corrélation. Cet effet est donné par :

$$R_{bin}(\vec{k}) = \left[\text{sinc} \left(\frac{R_{\parallel} k_{\parallel}}{2} \right) \text{sinc} \left(\frac{R_{\perp} k_{\perp}}{2} \right) \right]^2, \quad (5.19)$$

où nous pouvons définir le vecteur à deux composantes $\vec{R} = (R_{\parallel}, R_{\perp}) [h^{-1} \text{ Mpc}]$ qui donne l'échelle de l'effet. Dans cette étude les bins sont carrés, de côté $S_{bin} = 4 h^{-1} \text{ Mpc}$. Nous avons ainsi : $\vec{R} = (4, 4) [h^{-1} \text{ Mpc}]$.

5.1.8 Vitesse non linéaire des quasars

Le facteur $V_{NL,q}(k_{\parallel})$ donne l'effet des vitesses propres non linéaires des quasars sur le spectre de puissance. Cet effet est lié à l'effondrement des quasars dans leur puits de potentiel. De plus, il est amplifié par la composante aléatoire de la mesure du redshift des quasars dans SDSS. D'après Percival and White [52] nous pouvons modéliser cet effet par une lorentzienne :

$$V_{NL,q}(k_{\parallel}) = \frac{1}{1 + (k_{\parallel} \sigma_{v,q})^2}, \quad (5.20)$$

où $\sigma_{v,q} [h^{-1} \text{ Mpc}]$ est l'inverse de la demie largeur à mi-hauteur (FWHM : *Full Width at Half Maximum*) de la fonction lorentzienne.

5.1.9 Effet non linéaire sur le Ly α

Le terme $F_{NL}(\vec{k})$ prend en compte les effets non linéaires à grand k sur le Ly α . Ces effets sont liés aux changements de la puissance due à la structuration non linéaire, à la pression du gaz, aux vitesses propres non linéaires et à l'élargissement gaussien. Nous prenons la forme donnée dans l'équation 21 et le tableau 1 de McDonald [53].

5.1.10 Spectre de puissance de la matière

Le facteur $P_{QL}(\vec{k}, z)$ donne le spectre quasi-linéaire de la matière au redshift z . Il est donné par :

$$P_{QL}(\vec{k}, z) = \left[P_{no\ peak}(k, z_{\text{eff}}) + A_{\text{peak}} e^{-[(k_{\parallel} \Sigma_{\parallel})^2 + (k_{\perp} \Sigma_{\perp})^2]/2} P_{\text{peak}}(k, z_{\text{eff}}) \right] \left(\frac{G(z)}{G(z_{\text{eff}})} \right)^2. \quad (5.21)$$

Le spectre de puissance est décomposé en deux parties. Une partie lisse (*no peak*) et une partie avec l'information du pic BAO (*peak*) selon la méthode de Kirkby et al. [47]. Le paramètre A_{peak} donne l'amplitude de l'échelle BAO. Le vecteur de paramètre $\vec{\Sigma} = (\Sigma_{\parallel}, \Sigma_{\perp})$ [h^{-1} Mpc] donne le lissage gaussien du pic BAO. Ce lissage provient d'effets non linéaires, voir Kirkby et al. [47]. Le facteur d'échelle $G(z)$ évolue comme $(1+z)^{-1}$ dans l'intervalle d'intérêt : $z \in [1.5, 6]$.

Enfin, les deux paramètres donnant l'échelle BAO dans les deux directions agissent sur $P_{\text{peak}}(k)$ selon la méthode de Kirkby et al. [47]. Ils sont alors définis par :

$$\alpha_{\parallel} = \frac{[D_H(z_{\text{eff}})/r_d]}{[D_H(z_{\text{eff}})/r_d]_{\text{fid}}}, \quad (5.22)$$

$$\alpha_{\perp} = \frac{[D_m(z_{\text{eff}})/r_d]}{[D_m(z_{\text{eff}})/r_d]_{\text{fid}}}, \quad (5.23)$$

où « fid » donne la valeur selon la cosmologie fiducielle, utilisée pour convertir les redshifts en distances.

5.1.11 Corrélation métal - quasar

La contribution des métaux est très faible dans la mesure de la fonction de corrélation croisée Ly α - quasar. De plus, leur contribution est restreinte aux premiers bins en r_{\parallel} . Le spectre de puissance théorique de l'équation 5.12 peut alors être simplifié et ne prend pas en compte l'effet des vitesses non linéaires des quasars, ni l'effet non linéaire des métaux. De plus, pour les métaux il est impossible à ce niveau de bruit de détecter le pic BAO et nous pouvons utiliser le spectre de puissance linéaire. Nous avons ainsi :

$$P^{qm,th}(\vec{k}, z) = d_q(\mu_k, z) d_m(\mu_k, z) R_{bin}(\vec{k}) P_L(\vec{k}, z). \quad (5.24)$$

5.1.12 Erreur systématique sur le redshift

Comme expliqué en section 1.4.1.2 les raies d'émission du quasar ont des vitesses différentes dans le référentiel du quasar. Une liste des décalages entre les différentes raies est donnée dans Shen et al. [12]. Or, ces raies sont d'une manière ou d'une autre utilisées pour mesurer le redshift du quasar.

Ainsi, cet effet apporte une erreur systématique. Dans le modèle de la fonction de corrélation, il se comporte comme un décalage systématique selon la direction parallèle. Nous avons ainsi :

$$r_{\parallel}^{th} = r_{\parallel}^{meas} + \Delta r_{\parallel,q}, \quad (5.25)$$

où r_{\parallel}^{th} est la vraie coordonnée parallèle de la paire pixel - quasar, r_{\parallel}^{meas} est la coordonnée mesurée et $\Delta r_{\parallel,q}$ est donc le décalage.

Dans le modèle, ce paramètre est donné comme un décalage en distance. Il peut être converti en un décalage en vitesse grâce à la loi de Hubble au redshift effectif $z_{\text{eff}} = 2.40$. Nous avons alors :

$$\Delta v_{\parallel,q} = \frac{H(z_{\text{eff}})}{1 + z_{\text{eff}}} \Delta r_{\parallel,q} = 106.25 \Delta r_{\parallel,q}, \quad (5.26)$$

où $\Delta v_{\parallel,q}$ [km s⁻¹] est le décalage en vitesse.

5.1.13 Résumé des paramètres

Nous avons ainsi un modèle permettant de mesurer les deux paramètres BAO visibles dans la fonction de corrélation. Ce modèle comporte un grand nombre de paramètres. Ceux-ci sont listés dans le tableau 5.2 avec leur unité et une courte description.

Paramètre	Unité	Description
$\alpha_{\parallel}, \alpha_{\perp}$		Échelle BAO (eqn. 5.22 et 5.23)
$(b, \beta)_{\text{Ly}\alpha}$		Biais et RSD du Ly α (eqn. 5.13)
$(b, \beta)_m$		Biais et RSD des métaux (eqn. 5.13)
$e_{1,a}$		Évolution du biais des absorbeurs (eqn. 5.16)
$(b, \beta)_{\text{HCD}}$		Biais et RSD des HCD (eqn. 5.18)
L_{HCD}	h^{-1} Mpc	Échelle de lissage des HCD (eqn. 5.18)
$(b_{\Gamma}, b')_{\text{UV}}$		Biais et RSD des fluctuations d'UV (sec. 5.1.6)
$\lambda_{o,\text{UV}}$	h^{-1} Mpc	Échelle de lissage des fluctuations d'UV (sec. 5.1.6 et eqn. 5.8)
b_q		Biais des quasars (eqn. 5.13)
f		Taux de croissance des structures (eqn. 5.17)
$(e_1, e_2)_q$		Évolution du biais des quasars (eqn. 5.15)
$\Delta r_{\parallel,q}$	h^{-1} Mpc	Erreur systématique sur le redshift (eqn. 5.25)
$\sigma_{v,q}$	h^{-1} Mpc	Vitesse propre non linéaire des quasars (eqn. 5.20)
$(b, a)_{\Gamma,q}$		Radiation du quasar sur l'IGM (eqn. 5.8)
$t_{\Gamma,q}$	h^{-1} Mpc	Radiation du quasar sur l'IGM (eqn. 5.8)
A_{peak}		Amplitude du pic de l'échelle BAO (eqn. 5.21)
$\vec{\Sigma} = (\Sigma_{\parallel}, \Sigma_{\perp})$	h^{-1} Mpc	Lissage non linéaire sur l'échelle BAO (eqn. 5.21)
$\vec{R} = (R_{\parallel}, R_{\perp})$	h^{-1} Mpc	Effet du binning (eqn. 5.19)
$a_{i,j}$		Paramètres de broadband (eqn. 5.5 et 5.6)

TABLE 5.2 Liste des paramètres du modèle ajusté sur les données. La première partie (i.e. jusqu'à la dernière ligne) donne tous les paramètres relatifs au modèle standard alors que la seconde partie (la dernière ligne) donne des alternatives à ce modèle.

5.2 Ajustement de ξ^{qf}

Cette section présente le principal résultat de ce manuscrit : l’ajustement de la fonction de corrélation croisée entre les pixels de la forêt-Ly α et la distribution des quasars.

Le modèle de la section précédente (section 5.1) est utilisé dans un code Python afin de procéder à l’ajustement. Le logiciel a été développé en partie pour cette étude et aussi pour l’analyse de l’auto-corrélation de la forêt-Ly α . Il peut être trouvé sur GitLab¹ et sera bientôt sur GitHub².

L’ajustement est effectué sur tous les bins dont le module de la distance au centre est $r \in [10, 160] h^{-1}$ Mpc.

Nous rappelons que par définition de la transmission de flux, les traceurs de l’IGM qui absorbent la lumière du continu du quasar, par exemple le Ly α ou le SiIV, possèdent un biais négatif. Au contraire, les traceurs qui émettent de la lumière, par exemple les quasars, possèdent un biais positif.

5.2.1 Paramètres

Le tableau 5.3 liste les valeurs des différents paramètres pour le meilleur ajustement (*best fit*) pour la corrélation croisée dans la première colonne. La deuxième colonne liste les valeurs de l’auto-corrélation et la troisième colonne liste les valeurs de l’ajustement combiné de ces deux mesures (voir section 5.3). Nous discutons seulement dans cette section des résultats de l’ajustement de la corrélation croisée.

À cause des grandes corrélations entre certains paramètres, un prior gaussien est ajouté à β_{HCD} . Ce prior a pour moyenne $\mu = 0.5$ et pour écart type $\sigma = 0.2$. C’est la valeur de beta pour des halos hôtes de biais égal 2, valeur obtenue par les études de Font-Ribera et al. [44] et de Font-Ribera and Miralda-Escudé [54]

De même, à cause de certaines grandes corrélations, dégénérescences ou bien grâce à une bonne connaissance de l’effet physique, certains paramètres de l’ajustement sont fixés. Ils sont alors soit fixés à une valeur physique (ex. b_q) ou bien de manière à supprimer leur effet (ex. $1/t_{\Gamma,q}$). Ces paramètres sont alors donnés sans précision dans le tableau.

1. <https://gitlab.in2p3.fr/ngbusca/pyLyA>
 2. <https://github.com/igmhub>

Paramètres	Corrélation croisée	Auto-corrélation	Combinaison
α_{\parallel}	1.068 ± 0.030	1.047 ± 0.030	1.061 ± 0.021
α_{\perp}	0.901 ± 0.034	0.970 ± 0.049	0.923 ± 0.027
$b_{\text{Ly}\alpha}(1 + \beta_{\text{Ly}\alpha})$	-0.349 ± 0.019	-0.3281 ± 0.0035	-0.3556 ± 0.0035
$\beta_{\text{Ly}\alpha}$	1.91 ± 0.34	1.635 ± 0.085	1.658 ± 0.081
b_q	3.87084		3.70 ± 0.12
$\Delta r_{\parallel,q}$	-0.93 ± 0.14		-0.79 ± 0.13
$\sigma_{v,q}$	6.42 ± 0.90		4.72 ± 0.32
$b_{\Gamma,q}$	0.023 ± 0.014		0.0396 ± 0.0091
$10^3 b_{\text{SiII}(1260)}$	0.8 ± 1.7	-1.2 ± 1.2	-0.89 ± 0.92
$10^3 b_{\text{SiIII}(1207)}$	-7.0 ± 1.7	-3.2 ± 1.2	-3.6 ± 1.1
$10^3 b_{\text{SiII}(1193)}$	-4.0 ± 1.6	-3.50 ± 0.91	-2.95 ± 0.74
$10^3 b_{\text{SiII}(1190)}$	-1.4 ± 1.7	-4.32 ± 0.90	-3.4 ± 0.72
b_{HCD}	0.029 ± 0.010	-0.0293 ± 0.0043	-0.0274 ± 0.0040
β_{HCD}	0.55 ± 0.20	0.69 ± 0.17	0.79 ± 0.17
L_{HCD}	62.3 ± 7.1	24.5 ± 1.1	23.9 ± 1.2
$b_{\Gamma,UV}$	-0.19 ± 0.13	0.139 ± 0.053	0.103 ± 0.049
$e_{1,a}$	2.9	2.9	2.9
b'_{UV}	-2/3	-2/3	-2/3
$\lambda_{o,UV}$	300	300	300
$f = b_q \beta_q$	0.97076		0.97076
$(e_1, e_2)_q$	(0.53, 0.289)		(0.53, 0.289)
$a_{\Gamma,q}$	0		0
$1/t_{\Gamma,q}$	0		0
A_{peak}	1	1	1
$(\Sigma_{\parallel}, \Sigma_{\perp})$	(0, 0)	(0, 0)	(0, 0)
$(R_{\parallel,\text{cross}}, R_{\perp,\text{cross}})$	(4, 4)		(4, 4)
$(R_{\parallel,\text{auto}}, R_{\perp,\text{auto}})$		(4, 4)	(4, 4)
N_{bin}	2504	1252	3756
N_{param}	15	12	16
χ^2_{\min}	2573.54	1232.20	3830.69
$proba$	0.12	0.56	0.15

TABLE 5.3 Paramètres et caractéristiques du meilleur ajustement de la fonction de corrélation croisée (cette analyse), de l'auto-corrélation pour $r \in [10, 160] h^{-1}$ Mpc (Bautista et al. [18]) et de leur ajustement combiné (cette analyse). La première partie donne tous les paramètres libres, la deuxième les paramètres fixes et la troisième les caractéristiques de l'ajustement. Les erreurs sont à 1σ , i.e. $\Delta\chi^2 = 1$.

Enfin, ce même tableau donne dans sa troisième partie, les caractéristiques qui permettent d'estimer la qualité de l'ajustement.

Cette étude a pour but la mesure des paramètres de l'échelle BAO ($\alpha_{\parallel}, \alpha_{\perp}$). Nous discutons de cette mesure dans la suite. Il est tout de même intéressant de noter certains aspects des mesures des treize autres paramètres :

- Les valeurs du biais et du beta de l'absorption Ly α , ($b_{\text{Ly}\alpha}, \beta_{\text{Ly}\alpha}$), sont en très bon accord avec leur mesure dans l'auto-corrélation des forêts-Ly α de Bautista et al. [18] : leur étude trouve, à un redshift effectif $z = 2.3$, $b_{\text{Ly}\alpha}(1 + \beta_{\text{Ly}\alpha}) = -0.325 \pm 0.004$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha} = 1.663 \pm 0.085$.
- Le biais des métaux dans la forêt-Ly α est mesuré incompatible avec zéro à plus de 4σ pour le SiIII(1207) et à plus de 2σ pour le SiII(1193). Les autres métaux ne sont pas assez significativement détectés. Ils est ainsi possible de poser une limite supérieure sur leur contribution. Les niveaux relatifs de détection des quatre transitions de métaux sont cohérents avec les puissances relatives des raies d'absorption données dans le premier panneau de la figure 4.3 ainsi que dans Pieri et al. [43].
- L'erreur systématique sur le redshift des quasars, $\Delta r_{\parallel,q}$, est mesurée incompatible avec zéro à plus de 6σ . Cela indique que les redshifts dans le catalogue DR7 [35] et DR12 [11] possèdent globalement un décalage de $\Delta v_{\parallel,q} = -99 \pm 15 \text{ km s}^{-1}$.

5.2.2 Comparaison entre le modèle et les données

Dans cette section nous montrons comment les données se comparent visuellement au meilleur modèle ajusté. La mesure est donnée sur une grille à deux dimensions (r_{\parallel}, r_{\perp}) et elle est assez bruitée ; il n'est ainsi pas aisé de représenter la comparaison entre la mesure et le modèle.

Les données sont ajustées seulement pour $r \in [10, 160] h^{-1} \text{ Mpc}$ mais les figures suivantes montrent les données et le modèle pour tout l'intervalle disponible.

La figure 5.1 donne la fonction de corrélation croisée multipliée par la distance correspondant au centre du bin : r . Le panneau de gauche montre les données et celui de droite le meilleur modèle ajusté. Nous rappelons que comme $b_{\text{Ly}\alpha} < 0$ et $b_q > 0$, nous avons $b_q b_{\text{Ly}\alpha} < 0$ et ainsi la fonction de corrélation est négative à petite échelle.

Cette figure illustre bien les distorsions dans l'espace des redshifts (RSD) ainsi que l'effet de l'ajustement du continu du quasar. Ces deux effets contribuent à produire un quadrupôle, visible

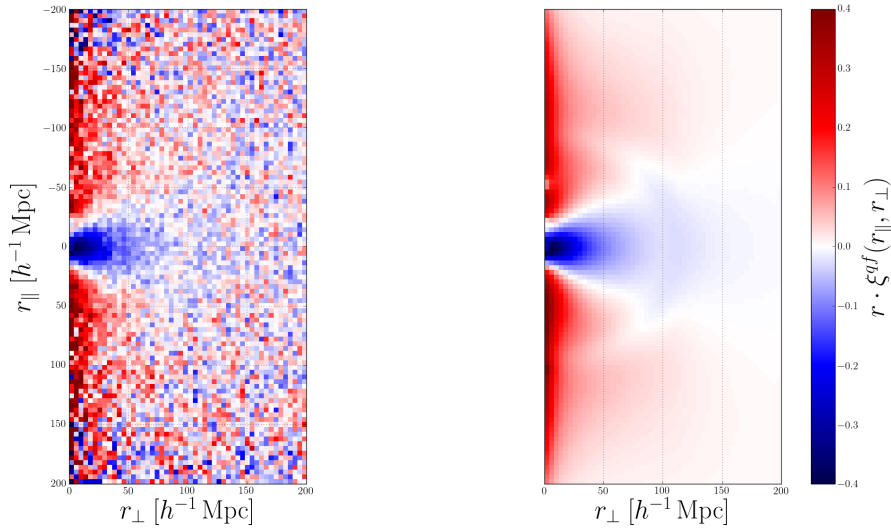


FIGURE 5.1 Représentation en deux dimensions $(r_{\parallel}, r_{\perp})$ de la fonction de corrélation croisée multipliée par le module de la distance au centre du bin : r . Le panneau de gauche correspond aux données, celui de droite au meilleur ajustement. La gamme de couleur est saturée afin de mieux présenter les variations pertinentes pour cette étude.

ici dans l'alternance entre le rouge et le bleu à une distance r donnée. L'échelle BAO, ici un demi anneau à $r \sim 100 h^{-1} \text{Mpc}$, est clairement visible pour le modèle. En raison du niveau de bruit, elle n'est pas observable pour les données.

La figure 5.2 donne la fonction de corrélation croisée multipliée par le carré du module de la distance au centre du bin, r^2 , pour quatre tranches de $\mu = r_{\parallel}/r$.

Cette figure permet de comparer de manière plus claire les modèles et les données. De plus, dans trois de ces quatre figures nous pouvons observer clairement l'échelle BAO à $r \sim 100 h^{-1} \text{Mpc}$.

Cette figure montre que le modèle s'ajuste bien aux données. La dernière partie du tableau 5.3 montre que l'ajustement possède un χ_{\min}^2 de 2573.54 pour 2504 bins et 15 paramètres libres. La probabilité des données sachant le modèle est donc de 0.12.

Enfin, la figure 5.3 montre un agrandissement de la fonction de corrélation croisée pour les deux premières tranches de distance perpendiculaire à la ligne de visée : $r_{\perp} = 2 h^{-1} \text{Mpc}$ à gauche et $r_{\perp} = 6 h^{-1} \text{Mpc}$ à droite.

Le but de cette représentation est de voir l'impact des métaux ainsi que leur ajustement par le meilleur modèle. En effet, ceux-ci ne sont visibles que pour les bins proches de la ligne de visée ($r_{\perp} \approx 0 h^{-1} \text{Mpc}$). Ils apparaissent comme des pics de corrélations (plus exactement des

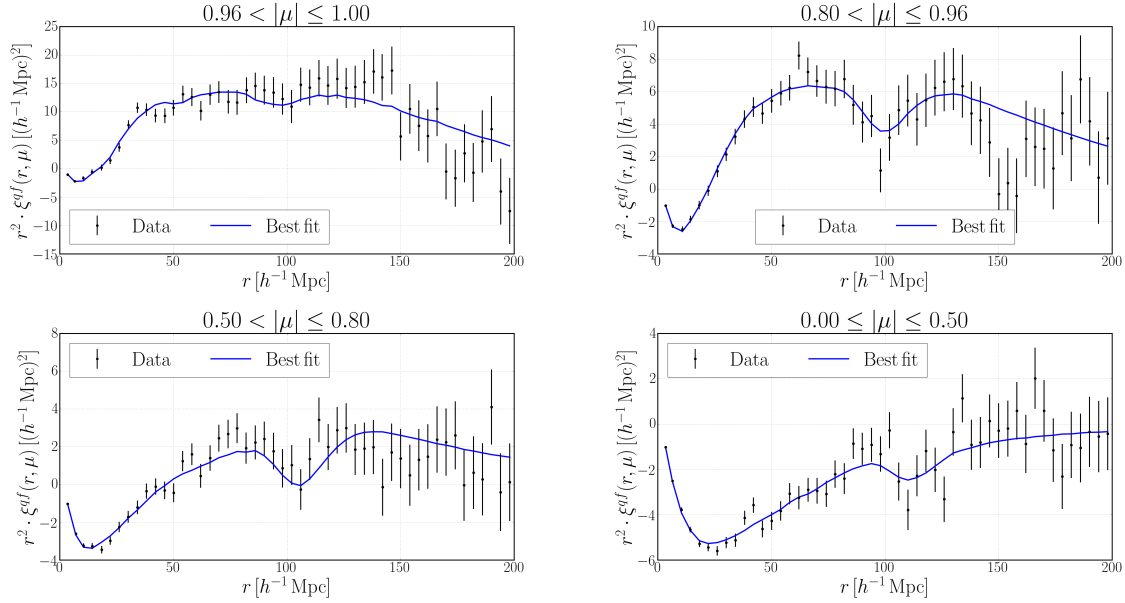


FIGURE 5.2 Représentation de la fonction de corrélation croisée multipliée par le carré du module de la distance au centre du bin, r^2 , pour les quatre tranches de $\mu = r_{\parallel}/r$. Le panneau du haut à gauche donne la fonction de corrélation suivant la ligne de visée ($\mu \rightarrow 1$) alors que le panneau du bas à droite donne la fonction de corrélation perpendiculaire à la ligne de visée ($\mu \rightarrow 0$). Les données sont présentées en noir et le meilleur modèle en bleu.

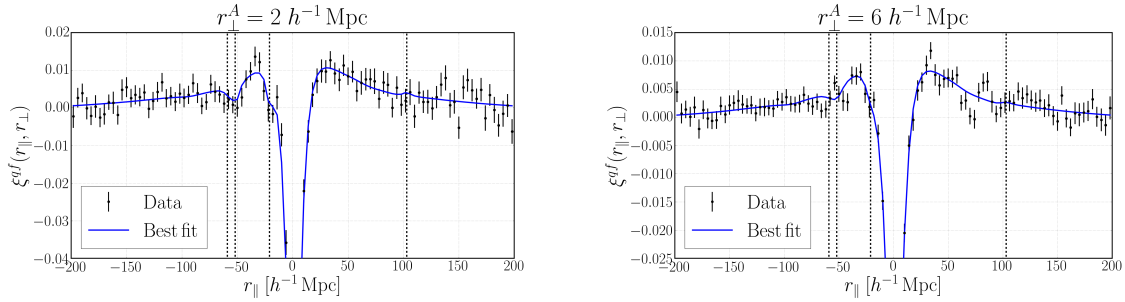


FIGURE 5.3 Agrandissement de la fonction de corrélation croisée pour les deux premières tranches de distance perpendiculaire à la ligne de visée : $r_{\perp} = 2 h^{-1} \text{ Mpc}$ à gauche et $r_{\perp} = 6 h^{-1} \text{ Mpc}$ à droite. Les données sont présentées en noir et le meilleur modèle en bleu. Ces deux panneaux montrent l'effet des métaux ainsi que leur ajustement. Ceux-ci, listés dans le tableau 4.1, sont marqués par des lignes noires tiretées.

ceux) aux distances données dans le tableau 4.1. Dans cette figure ils sont marqués par des lignes noires tiretées.

5.2.3 Mesure de l'échelle BAO

Cette étude se focalise sur la mesure de l'échelle des oscillations acoustiques de baryons (BAO). Nous présentons dans cette section les résultats des deux paramètres ($\alpha_{\parallel}, \alpha_{\perp}$) du meilleur modèle pour la fonction de corrélation croisée. La définition de ces paramètres est donnée en équation 5.22 et en équation 5.23.

Nous ne nous attardons pas ici sur l'interprétation cosmologique de ces résultats. Ceci est fait en section 7.1.

Les deux paramètres BAO sont peu corrélés avec les treize autres paramètres. La plus grande corrélation est pour le biais du SiII(1260) à hauteur de -13% avec α_{\parallel} et à hauteur de 5% avec α_{\perp} . Cette corrélation est expliquée par la position du métal : le long de la ligne de visée et très proche du pic BAO. Les douze autres paramètres ne sont corrélés en valeur absolue qu'à un maximum de 6% .

En revanche, les deux paramètres sont très corrélés entre eux. La corrélation est de -38% et s'explique par l'ajustement selon les directions intermédiaires ($0.8 < |\mu| < 0.2$) où l'échelle BAO dépend des deux paramètres. De plus, comme le montre la figure 5.2 ces directions possèdent l'information la plus significative sur l'échelle BAO.

Le profil de $\Delta\chi^2$ autour du minimum des deux paramètres BAO est donné en figure 5.4. Cette figure permet d'observer les erreurs à 1, 2 et 3 σ des deux paramètres.

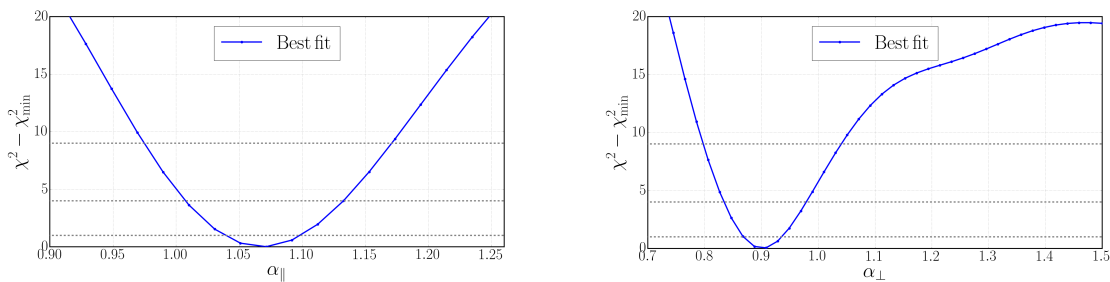


FIGURE 5.4 Profil de $\Delta\chi^2$ autour du minimum des deux paramètres BAO : α_{\parallel} à gauche et α_{\perp} à droite. Les trois lignes grises donnent les limites à 1, 2 et 3 σ .

Nous avons ainsi, avec les précisions à 1, 2 et 3 σ :

$$\alpha_{\parallel} = 1.068 (1 \sigma)^{+0.031}_{-0.030} (2 \sigma)^{+0.065}_{-0.061} (3 \sigma)^{+0.10}_{-0.093}, \quad (5.27)$$

$$\alpha_{\perp} = 0.901 (1 \sigma)^{+0.035}_{-0.033} (2 \sigma)^{+0.078}_{-0.067} (3 \sigma)^{+0.14}_{-0.10}. \quad (5.28)$$

En fixant $\alpha_{\parallel} = \alpha_{\perp} = 1$ et en laissant libre les 13 autres paramètres nous obtenons ainsi le $\Delta\chi_{\min}^2$ entre le meilleur ajustement et la valeur attendue par la cosmologie fiducielle, c'est-à-dire celle de Planck 2015. Nous avons alors :

$$\Delta\chi_{\min}^2 = 2580.93 - 2573.54 = 7.39, \quad (5.29)$$

ce qui correspond, pour une différence de deux degrés de liberté, à :

$$\Delta\chi_{\min}^2 = 2.2 \sigma. \quad (5.30)$$

Ainsi, notre mesure est en légère tension mais compatible ($< 3 \sigma$) avec les résultats de Planck 2015.

La figure 5.5 donne de manière similaire à la figure 5.4 le profil de $\Delta\chi^2$ autour du minimum avec les contours à 1, 2 et 3 σ et la valeur attendue selon la cosmologie de Planck 2015.

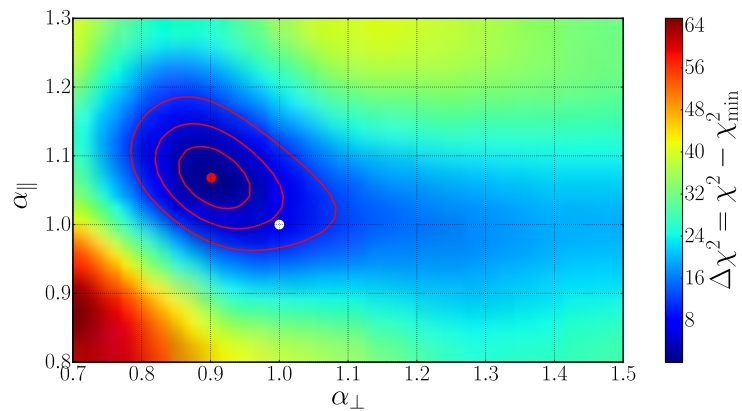


FIGURE 5.5 Scan de $\Delta\chi^2$ autour du résultat du meilleur ajustement pour les paramètres BAO ($\alpha_{\parallel}, \alpha_{\perp}$). Les trois courbes rouges donnent les contours à 1, 2 et 3 σ : $\Delta\chi^2 = (2.3, 6.18, 11.83)$. Le point blanc donne la valeur attendue selon la cosmologie de Planck 2015, il est à 2.2 σ du meilleur ajustement.

5.2.4 Significane du pic BAO

Il est aussi intéressant de déterminer la signification statistique du pic BAO. Pour cela il y a plusieurs types de tests statistiques. Tous sont basés sur la comparaison entre un modèle de la corrélation sans le pic avec un autre modèle avec le pic. Nous pouvons ainsi suivre les trois méthodes suivantes :

- Dans le fit standard, nous laissons libre l'amplitude du pic BAO, et trouvons ainsi $A_{peak} = val \pm err$. Le rapport de son erreur statistique sur la valeur centrale, err/val , donne une estimation de la signification du pic BAO. Cette mesure donne la signification d'un pic, quel qu'il soit, dont l'amplitude et les deux paramètres d'échelles n'ont pas à être égaux aux valeurs attendues selon la cosmologie fiducielle.
- Nous ajustons le fit standard où $A_{peak} = 1$ est fixé et où les paramètres BAO sont libres. Nous obtenons le $\chi^2_{best\ fit}$, donné dans le tableau 5.3. Puis nous procédons à l'ajustement d'un modèle sans pic BAO : $A_{peak} = 0$ fixé, et où les deux paramètres n'ont plus d'effet. Nous mesurons alors $\chi^2_{no\ peak}$. La différence de χ^2 donne la signification statistique du pic BAO, pour une différence de deux degrés de liberté. Cette mesure donne la signification d'un pic, quel qu'il soit, dont l'amplitude est fixée à la cosmologie fiducielle mais dont les deux paramètres d'échelle n'ont pas à être égaux aux valeurs attendues selon cette cosmologie.
- Nous comparons les χ^2 de deux ajustements où les paramètres BAO sont fixés à la cosmologie fiducielle : $\alpha_{\parallel} = \alpha_{\perp} = 1$. Dans un cas avec $A_{peak} = 0$ et dans l'autre cas en laissant libre A_{peak} . La différence de χ^2 donne une estimation de la signification du pic BAO, pour une différence d'un degré de liberté. Cette mesure donne la signification d'un pic, quel qu'il soit, dont l'amplitude est libre mais dont les deux paramètres d'échelles sont donnés par la cosmologie fiducielle.

Ces trois méthodes donnent trois réponses différentes à trois questions différentes proches de la suivante « Détectons-nous un pic, compatible avec le pic BAO ? ». Les résultats sur la signification du pic sont proches pour les trois méthodes. Nous donnons dans la suite les résultats seulement pour la deuxième. Celle-ci donne une différence de χ^2 entre le modèle sans BAO ($A_{peak} = 0$) et le modèle avec le pic BAO d'amplitude fiducielle ($A_{peak} = 1$) :

$$\Delta\chi^2_{\min} = 2590.10 - 2573.54 = 16.56. \quad (5.31)$$

Ce résultat se traduit, pour une différence de deux paramètres, en une signification statistique de :

$$\Delta\chi^2_{\min} = 3.7 \sigma. \quad (5.32)$$

5.2.5 Tests sur les différents paramètres de l'ajustement

Dans cette étude, il est très important de tester les variations possibles des paramètres BAO face aux différents modèles choisis pour ajuster les données.

Le principe de ce test est de partir du modèle le plus simple à cinq paramètres libres ($\alpha_{\parallel}, \alpha_{\perp}, b_{\text{Ly}\alpha}, \beta_{\text{Ly}\alpha}, \Delta r_{\parallel, \text{QSO}}$) et complexifier par étapes pour arriver finalement au modèle complet à quinze paramètres libres. Ces différentes étapes sont :

- Ly α : modèle de départ à cinq paramètres libres : prise en compte du biais et du beta des traceurs Ly α et quasar ainsi que de l'erreur systématique sur la mesure du redshift des quasars. Le modèle a cinq paramètres libres : $\alpha_{\parallel}, \alpha_{\perp}, b_{\text{Ly}\alpha}, \beta_{\text{Ly}\alpha}$ et $\Delta r_{\parallel, \text{QSO}}$.
- +Metaux : ajout de la contribution des quatre transitions de métaux présentes dans la forêt-Ly α et susceptibles d'être détectées. Quatre paramètres libres sont ajoutés : $b_{\text{SiIII}(1260)}, b_{\text{SiIII}(1207)}, b_{\text{SiIII}(1193)}$ et $b_{\text{SiIII}(1190)}$.
- +Vitesse QSO : ajout de l'effet des vitesses non linéaires des quasars. Un paramètre est ajouté au modèle : $\sigma_{v,q}$.
- +HCD : ajout de l'effet des systèmes à haute densité : LLS et DLA. Trois paramètres libres sont ajoutés au modèle : $b_{\text{HCD}}, \beta_{\text{HCD}}$ et L_{HCD} .
- +UV : ajout de l'effet sur les forêts-Ly α des fluctuations de UV. Un seul paramètre libre est ajouté : $b_{\Gamma, UV}$.
- +Radiation : prise en compte de l'effet de proximité des quasars. Un seul paramètre libre est ajouté : $b_{\Gamma, q}$.

En plus de ces tests, nous regardons l'effet sur les paramètres BAO d'extension du modèle. Ces extensions sont obtenues soit en laissant libres des paramètres précédemment fixes, soit en changeant d'autres aspects de l'ajustement. Ces différentes extensions sont :

- prior b_q : le biais des quasars est laissé libre mais avec un prior gaussien $(\mu, \sigma) = (3.87084, 0.30)$. L'ajustement donne $b_q = 3.91 \pm 0.30$.
- $(R_{\parallel}, R_{\perp})$: les deux paramètres donnant l'effet de la taille des bins sont laissés libres. L'ajustement donne $(R_{\parallel}, R_{\perp}) = (5.2, 2.5) \pm (1.8, 2.3) h^{-1}$ Mpc, compatible avec $(4, 4) h^{-1}$ Mpc.
- $(\Sigma_{\parallel}, \Sigma_{\perp})$: les deux paramètres donnant un lissage du pic BAO sont laissés libres. L'ajustement donne $(\Sigma_{\parallel}, \Sigma_{\perp}) = (0.0, 0.0) \pm (3.9, 4.8) h^{-1}$ Mpc, compatible avec $(0, 0) h^{-1}$ Mpc.
- A_{peak} : le paramètre donnant l'amplitude du pic BAO est laissé libre. L'ajustement donne $A_{\text{peak}} = 0.90 \pm 0.23$, compatible avec 1.

- $A_{peak} = 0$: le modèle n'a pas de pic BAO. Ce test permet de mesurer la signification statistique du pic.
- $\alpha_{\parallel} = \alpha_{\perp} = 1$: les deux paramètres BAO sont fixés à la valeur attendue selon la cosmologie de Planck 2015.
- $BB(0, 2, 0, 6)$: ajout d'une fonction de broadband de type BB_1 (voir section 5.1.2).
- $r_{\min} = 40$: tous les bins de distances $r \in [40, 160] h^{-1}$ Mpc sont ajustés. Le fit standard prend tous les bins avec $r \in [10, 160] h^{-1}$ Mpc.
- $r_{\max} = 180$: tous les bins de distances $r \in [10, 180] h^{-1}$ Mpc sont ajustés. Le fit standard prend tous les bins avec $r \in [10, 160] h^{-1}$ Mpc.
- `baofit` : ajustement par `baofit`³, un autre code écrit en C++. Le modèle utilisé est celui de $Ly\alpha + \text{Metaux} + \text{Vitesse QSO}$.

Le tableau 5.4 présente les résultats pour les différents modèles. Il montre bien la stabilité de la valeur et de la précision des paramètres BAO face aux changements de modèle. De plus, il montre l'évolution de la probabilité de χ^2 , associée à chaque modèle. Les deux premiers modèles, sans vitesse propre non linéaire des quasars, décrivent avec grande difficulté les données. L'ajout de l'effet de ces vitesses résout cette difficulté.

Analyse	α_{\parallel}	α_{\perp}	α_{opt}	$\chi^2_{\min}/(N_{bin} - N_{param}), proba$
Ly α	1.072 ± 0.029	0.899 ± 0.032	1.000 ± 0.017	$2827.93/(2504 - 5), p = 3.9 \cdot 10^{-6}$
+Metaux	1.072 ± 0.029	0.899 ± 0.032	0.999 ± 0.017	$2787.46/(2504 - 9), p = 3.2 \cdot 10^{-5}$
+Vitesse QSO	1.070 ± 0.031	0.897 ± 0.036	0.997 ± 0.019	$2583.54/(2504 - 10), p = 0.10$
+HCD	1.071 ± 0.032	0.899 ± 0.036	0.998 ± 0.019	$2577.03/(2504 - 13), p = 0.11$
+UV	1.069 ± 0.032	0.900 ± 0.036	0.998 ± 0.019	$2576.31/(2504 - 14), p = 0.11$
+Radiation	1.068 ± 0.030	0.901 ± 0.034	0.998 ± 0.018	$2573.54/(2504 - 15), p = 0.12$
prior b_q	1.068 ± 0.030	0.901 ± 0.034	0.998 ± 0.018	$2573.52/(2504 - 16), p = 0.11$
$(R_{\parallel}, R_{\perp})$	1.068 ± 0.030	0.901 ± 0.033	0.998 ± 0.018	$2572.18/(2504 - 17), p = 0.11$
$(\Sigma_{\parallel}, \Sigma_{\perp})$	1.068 ± 0.030	0.901 ± 0.034	0.998 ± 0.018	$2573.54/(2504 - 17), p = 0.11$
A_{peak}	1.069 ± 0.032	0.899 ± 0.036	0.997 ± 0.019	$2573.36/(2504 - 16), p = 0.11$
$A_{peak} = 0$	---	---	---	$2590.10/(2504 - 13), p = 0.081$
$\alpha_{\parallel} = \alpha_{\perp} = 1$	1	1	1	$2580.93/(2504 - 13), p = 0.10$
$BB(0, 2, 0, 6)$	1.076 ± 0.027	0.899 ± 0.031	1.001 ± 0.016	$2534.15/(2504 - 36), p = 0.17$
$r_{\min} = 40$	1.067 ± 0.025	0.904 ± 0.030	0.998 ± 0.015	$2403.86/(2354 - 15), p = 0.17$
$r_{\max} = 180$	1.069 ± 0.030	0.899 ± 0.034	0.998 ± 0.018	$3349.56/(3180 - 15), p = 0.011$
<code>baofit</code>	1.069 ± 0.031	0.898 ± 0.036	0.997 ± 0.019	$2580.07/(2504 - 10), p = 0.11$

TABLE 5.4 Résultats des meilleurs ajustements pour les paramètres BAO selon différents modèles et extensions. Ce tableau donne aussi la combinaison optimale $\alpha_{opt} = \alpha_{\parallel}^{0.6} \alpha_{\perp}^{0.4}$ (voir section C.3 de l'annexe C, page 215) et les caractéristiques de l'ajustement. Les erreurs sont données à 1σ .

3. <https://github.com/igmhub/baofit>

Nous avons étudié également l'ajustement de la corrélation croisée en ajoutant des fonctions de broadband. Ces fonctions permettent de prendre en compte les possibles effets négligés ou inconnus. Cette étude montre que pour des fonctions de broadbands relativement physiques, par exemple BB(0, 2, 0, 6) dans le tableau 5.4, les paramètres BAO ainsi que leur erreur sont stables.

5.2.6 Fractionnement des données

L'idée des tests qui suivent n'est plus de changer le modèle ajusté aux données mais de changer les données elles-mêmes. Pour chacun de ces tests, nous ajustons le même modèle : celui ajustant toutes les données. Le tableau 5.5 résume les résultats sur les deux paramètres BAO ainsi que sur leur combinaison optimale $\alpha_{opt} = \alpha_{\parallel}^{0.6} \alpha_{\perp}^{0.4}$ (voir section C.3). La première partie du tableau rappelle les résultats du fit standard, la deuxième partie du tableau montre la série de tests consistant en un fractionnement des données en deux échantillons. La troisième partie du tableau montre des tests consistant à changer un élément de la chaîne d'analyse, présentée en section 3.2.

Nous donnons ici une courte description de ces tests :

- r_{\parallel} : ajustement séparé des bins de la fonction de corrélation en fonction de la séparation le long de la ligne visée : $r_{\parallel} > 0$ d'un côté et $r_{\parallel} < 0$ de l'autre.
- z_{pairs} : fractionnement des données selon le redshift de la paire pixel - quasar.
- NGC/SGC : fractionnement des données en fonction de la position dans le ciel : dans l'hémisphère nord de la galaxie (NGC) ou dans l'hémisphère sud de la galaxie (SGC).
- Fiber Id : fractionnement des données en fonction du spectrographe utilisé.
- $SNR_{Ly\alpha}$: fractionnement des données en fonction du rapport signal sur bruit dans la forêt-Ly α .
- SNR_{1700} : fractionnement des données en fonction du rapport signal sur bruit pour $\lambda_{R.F.} \in [1650, 1750] \text{ \AA}$.
- Amp. CIV : fractionnement des données en fonction de l'amplitude de la raie d'émission du CIV.
- Mag_i : fractionnement des données en fonction de la magnitude absolue dans la bande i .
- COREQSO : fractionnement des données en fonction de l'algorithme utilisé pour sélectionner les quasars dans la photométrie.
- Add BAL forest : analyse de toutes les forêts, même si elles présentent un BAL.

Analyse	α_{\parallel}	α_{\perp}	α_{opt}	$\chi^2_{\min}/(N_{bin} - N_{param}), p_{proba}$
std.fit	1.068 ± 0.030	0.901 ± 0.034	0.998 ± 0.018	$2573.54/(2504 - 15), p = 0.12$
$r_{\parallel} < 0$	1.061 ± 0.050	0.918 ± 0.052	1.001 ± 0.029	$1213.31/(1252 - 15), p = 0.68$
$r_{\parallel} > 0$	1.075 ± 0.040	0.881 ± 0.049	0.993 ± 0.025	$1335.28/(1252 - 15), p = 0.026$
$z_{pairs} < 2.3962$	1.071 ± 0.047	0.909 ± 0.045	1.003 ± 0.026	$2533.53/(2504 - 15), p = 0.26$
$z_{pairs} \geq 2.3962$	1.063 ± 0.042	0.908 ± 0.052	0.998 ± 0.026	$2605.78/(2504 - 15), p = 0.051$
NGC	1.063 ± 0.033	0.921 ± 0.041	1.004 ± 0.020	$2614.82/(2504 - 15), p = 0.039$
SGC	1.103 ± 0.069	0.867 ± 0.056	1.002 ± 0.037	$2523.85/(2504 - 15), p = 0.31$
Fiber Id < 500	1.061 ± 0.045	0.907 ± 0.045	0.997 ± 0.026	$2447.31/(2504 - 15), p = 0.72$
Fiber Id ≥ 500	1.069 ± 0.043	0.904 ± 0.054	1.000 ± 0.027	$2634.39/(2504 - 15), p = 0.021$
$SNR_{Ly\alpha} < 3.2919$	1.014 ± 0.042	0.932 ± 0.043	0.980 ± 0.024	$2678.66/(2504 - 15), p = 0.0042$
$SNR_{Ly\alpha} \geq 3.2919$	1.103 ± 0.039	0.869 ± 0.045	1.002 ± 0.023	$2630.53/(2504 - 15), p = 0.024$
$SNR_{1700} < 5.16$	1.062 ± 0.036	0.904 ± 0.039	0.996 ± 0.021	$2615.12/(2504 - 15), p = 0.039$
$SNR_{1700} \geq 5.16$	1.065 ± 0.048	0.908 ± 0.056	0.999 ± 0.029	$2698.02/(2504 - 15), p = 0.0019$
Amp. CIV < 7.36	1.075 ± 0.033	0.856 ± 0.042	0.981 ± 0.021	$2538.52/(2504 - 15), p = 0.24$
Amp. CIV ≥ 7.36	1.091 ± 0.066	0.912 ± 0.044	1.015 ± 0.035	$2550.05/(2504 - 15), p = 0.19$
$Mag_i < -25.4$	1.077 ± 0.037	0.884 ± 0.046	0.995 ± 0.023	$2595.37/(2504 - 15), p = 0.067$
$Mag_i \geq -25.4$	1.040 ± 0.045	0.922 ± 0.042	0.991 ± 0.025	$2551.92/(2504 - 15), p = 0.19$
CORE QSO	1.090 ± 0.042	0.873 ± 0.043	0.998 ± 0.024	$2590.52/(2504 - 15), p = 0.076$
not CORE QSO	1.048 ± 0.051	1.010 ± 0.097	1.033 ± 0.040	$2613.22/(2504 - 15), p = 0.041$
Add BAL forest	1.050 ± 0.029	0.940 ± 0.036	1.004 ± 0.018	$2535.86/(2504 - 15), p = 0.25$
No DLA correction	1.053 ± 0.034	0.910 ± 0.041	0.993 ± 0.021	$2586.06/(2504 - 15), p = 0.086$

TABLE 5.5 Résultats des meilleurs ajustements pour les paramètres BAO selon différents fractionnement des données et changements dans la chaîne d'analyse. Ce tableau donne aussi la combinaison optimale $\alpha_{opt} = \alpha_{\parallel}^{0.6} \alpha_{\perp}^{0.4}$ (voir section C.3) et les caractéristiques de l'ajustement. Les erreurs sont données à 1σ .

- No DLA correction : analyse de tous les pixels et suppression de la correction pour les DLA.

Les différents tests présentés dans ce tableau montrent la stabilité et la robustesse de la mesure des paramètres de l'échelle BAO. En effet, les fluctuations des paramètres BAO sont compatibles avec les erreurs statistiques.

5.3 Ajustement combiné de ξ^{qf} et de ξ^{ff}

Cette section présente les résultats de l'ajustement simultané de ξ^{ff} (l'auto-corrélation) et de ξ^{qf} (la corrélation croisée). La mesure et le modèle de la fonction d'auto-corrélation sont présentés dans Bautista et al. [18].

Le logiciel permettant d'ajuster la combinaison de ces deux mesures est le même que celui permettant de les ajuster séparément.

L'ajustement est effectué pour tous les bins des deux fonctions de corrélation dont la distance est telle que $r \in [10, 160] h^{-1}$ Mpc.

L'étude des simulations montre une covariance croisée négligeable devant les deux matrices de covariance de l'auto et de la corrélation croisée. La matrice de covariance croisée entre les deux corrélations est donc supposée être négligeable. Plus de travail sera effectué à l'avenir pour mesurer cette matrice.

5.3.1 Paramètres

La grande différence entre l'ajustement combiné de ξ^{ff} et ξ^{qf} et l'ajustement simple de ξ^{qf} est la levée de dégénérescence entre les biais des deux espèces $b_{Ly\alpha}$ et b_q . L'ajustement compte ainsi seize paramètres libres. C'est-à-dire les quinze paramètres de l'étude précédentes plus le biais des quasars.

Le tableau 5.3 (page 157), donne dans la troisième colonne les valeurs des différents paramètres pour le meilleur ajustement combiné.

5.3.2 L'échelle BAO

La corrélation entre le biais du SiII(1260) et les paramètres BAO augmente du fait de l'utilisation de l'auto-corrélation. Nous avons ainsi une corrélation de -23% avec α_{\parallel} et de 8% avec α_{\perp} . Les quatorze autres paramètres ne sont corrélés en valeurs absolues qu'à un maximum de 3% . Les deux paramètres BAO sont corrélés entres eux à hauteur de -38% .

Le profil de $\Delta\chi^2$ autour du minimum des deux paramètres BAO est donné en figure 5.6. Cette figure permet d'observer les erreurs à 1, 2 et 3 σ des deux paramètres.

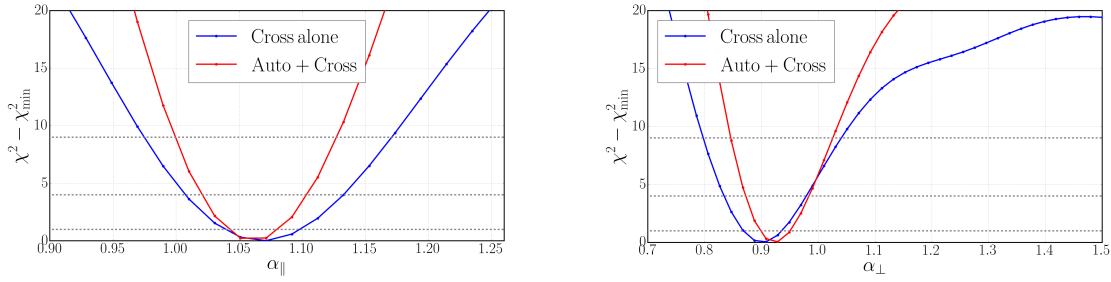


FIGURE 5.6 Profil de $\Delta\chi^2$ autour du minimum des deux paramètres BAO : α_{\parallel} à gauche et α_{\perp} à droite pour l'ajustement de ξ^{qf} seul en bleu et l'ajustement combiné de ξ^{qf} et de ξ^{ff} en rouge. Les trois lignes grises donnent les limites à 1, 2 et 3 σ .

Nous avons ainsi avec les intervalles asymétriques à 1, 2 et 3 σ :

$$\alpha_{\parallel} = 1.061 (1 \sigma)_{0.021}^{0.021} (2 \sigma)_{0.041}^{0.043} (3 \sigma)_{0.062}^{0.066}, \quad (5.33)$$

$$\alpha_{\perp} = 0.923 (1 \sigma)_{0.026}^{0.028} (2 \sigma)_{0.051}^{0.061} (3 \sigma)_{0.077}^{0.10}. \quad (5.34)$$

En fixant $\alpha_{\parallel} = \alpha_{\perp} = 1$ et en laissant libres les quatorze autres paramètres, nous obtenons le $\Delta\chi_{\min}^2$ entre le meilleur ajustement et la valeur attendue par la cosmologie fiducielle, c'est-à-dire celle de Planck 2015 :

$$\Delta\chi_{\min}^2 = 3840.82 - 3830.69 = 10.13, \quad (5.35)$$

ce qui correspond, pour une différence de deux degrés de liberté, à :

$$\Delta\chi_{\min}^2 = 2.7 \sigma. \quad (5.36)$$

Ainsi, notre mesure est aussi en légère tension mais compatible ($< 3 \sigma$) avec les résultats de Planck 2015, comme illustré par la figure 5.7 qui donne les contours à 1, 2 et 3 σ pour les paramètres BAO.

5.3.3 Significane du pic BAO

De même que précédemment, nous mesurons la signification statistique du pic BAO avec la deuxième méthode, c'est-à-dire en comparant notre meilleur modèle avec $A_{peak} = 1$ à un modèle sans BAO : avec $A_{peak} = 0$. Nous avons alors :

$$\Delta\chi_{\min}^2 = 3876.41 - 3830.69 = 45.7, \quad (5.37)$$

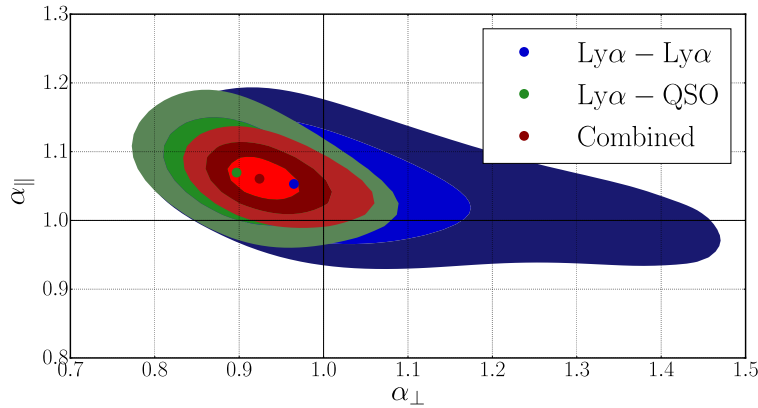


FIGURE 5.7 Contours à 1, 2 et 3 σ pour les paramètres BAO. Le résultat de l’ajustement de l’auto-corrélation seule est donné en bleu, en vert l’ajustement de la corrélation croisée seule et finalement en rouge l’ajustement combiné des deux fonctions. Le croisement des deux lignes noires donne la prédiction de Planck 2015.

ce qui se traduit dans une signification statistique de :

$$\Delta\chi_{\min}^2 = 6.4 \sigma. \quad (5.38)$$

5.3.4 Tests sur les différents paramètres de l’ajustement

Comme pour l’ajustement simple de la fonction ξ^{qf} (voir section 5.2.5) nous donnons ici une série de tests sur la stabilité des paramètres BAO face aux changements de modèle.

Le tableau 5.6 répertorie les résultats de ces différents tests sur les modèles de l’ajustement combiné de l’auto-corrélation et de la corrélation croisée. Les modèles testés sont similaires à ceux de l’ajustement seul de la corrélation croisée. Ils donnent :

- f : laisse libre le taux de croissance des structures. L’ajustement donne $f = 1.43 \pm 0.31$, compatible avec 0.97076. Nous donnons plus de détails dans la section 7.2.3.
- $(R_{\parallel}, R_{\perp})_{cross} + (R_{\parallel}, R_{\perp})_{auto}$: laisse libre les quatre paramètres donnant l’effet du binning des deux fonctions de corrélations. L’ajustement donne $(R_{\parallel}, R_{\perp})_{cross} = (7.2, 2.7) \pm (1.4, 1.7) h^{-1}$ Mpc et $(R_{\parallel}, R_{\perp})_{auto} = (4.01, 4.85) \pm (0.82, 0.86) h^{-1}$ Mpc, tous les deux compatibles avec $(4, 4) h^{-1}$ Mpc.
- A_{peak} : laisse libre le paramètre donnant l’amplitude du pic BAO. L’ajustement donne $A_{peak} = 1.01 \pm 0.15$, compatible avec 1.

Le tableau montre que la variation des modèles n’a que peu de conséquences sur la valeur et l’erreur statistique des deux paramètres BAO et de leur combinaison optimale. Nous montrons

Analyse	α_{\parallel}	α_{\perp}	α_{opt}	$\chi^2_{\min}/(N_{bin} - N_{param}), proba$
Ly α	1.055 ± 0.020	0.930 ± 0.028	1.003 ± 0.013	$4280.90/(3756 - 6), p = 2.2 \cdot 10^{-9}$
+Metaux	1.059 ± 0.020	0.927 ± 0.028	1.004 ± 0.013	$4125.76/(3756 - 10), p = 1.0 \cdot 10^{-5}$
+Vitesse QSO	1.060 ± 0.021	0.925 ± 0.028	1.004 ± 0.013	$3951.90/(3756 - 11), p = 0.0092$
+HCD	1.060 ± 0.022	0.923 ± 0.028	1.003 ± 0.014	$3854.91/(3756 - 14), p = 0.097$
+UV	1.061 ± 0.022	0.924 ± 0.028	1.004 ± 0.014	$3850.18/(3756 - 15), p = 0.10$
+Radiation	1.061 ± 0.021	0.923 ± 0.027	1.003 ± 0.013	$3830.69/(3756 - 16), p = 0.15$
f	1.060 ± 0.021	0.924 ± 0.027	1.003 ± 0.013	$3828.49/(3756 - 17), p = 0.15$
$(R_{\parallel}, R_{\perp})_{cross}$				
+ $(R_{\parallel}, R_{\perp})_{auto}$	1.062 ± 0.021	0.922 ± 0.026	1.004 ± 0.013	$3824.40/(3756 - 20), p = 0.15$
$(\Sigma_{\parallel}, \Sigma_{\perp})$	1.061 ± 0.021	0.923 ± 0.027	1.003 ± 0.013	$3830.69/(3756 - 18), p = 0.14$
A_{peak}	1.061 ± 0.021	0.923 ± 0.027	1.004 ± 0.013	$3830.69/(3756 - 17), p = 0.14$
$A_{peak} = 0$	---	---	---	$3876.41/(3756 - 14), p = 0.061$
$\alpha_{\parallel} = \alpha_{\perp} = 1$	1	1	1	$3840.82/(3756 - 14), p = 0.13$
BB(0, 2, 0, 6)	1.061 ± 0.020	0.925 ± 0.026	1.004 ± 0.013	$3752.69/(3756 - 58), p = 0.26$
$r_{\min} = 40$	1.060 ± 0.020	0.927 ± 0.025	1.005 ± 0.013	$3578.92/(3531 - 16), p = 0.22$
$r_{\max} = 180$	1.061 ± 0.021	0.921 ± 0.027	1.003 ± 0.013	$4930.55/(4770 - 16), p = 0.036$

TABLE 5.6 Résultats des meilleurs ajustements pour les paramètres BAO selon différents modèles et extensions. Ce tableau donne aussi la combinaison optimale $\alpha_{opt} = \alpha_{\parallel}^{0.6} \alpha_{\perp}^{0.4}$ (voir section C.3) et les caractéristiques de l'ajustement. La précision correspond à 1σ .

ainsi la décorrélation de notre mesure avec les différents modèles et ainsi la fiabilité de notre mesure.

Comme pour l'ajustement de la corrélation croisée seule, nous avons également étudié l'ajustement de la combinaison auto-corrélation et corrélation croisée en ajoutant des fonctions de broadband. Ces fonctions permettent de prendre en compte les possibles effets négligés ou inconnus. Cette étude montre que pour des fonctions de broadbands relativement physiques, par exemple BB(0, 2, 0, 6) dans le tableau 5.6, les paramètres BAO ainsi que leur erreur sont stables.

Chapitre 6

Simulation

“What happens if a big asteroid hits Earth? Judging from realistic simulations involving a sledge hammer and a common laboratory frog, we can assume it will be pretty bad.”

In Geoff Tibballs, The Mammoth Book of Zingers, Quips, and One-Liners
2004
Dave Barry

6.1 Construction

Le but de cette section est de présenter la construction des simulations de la mesure de la fonction de corrélation croisée entre la distribution des quasars et les pixels de la forêt-Ly α . Ces simulations se situent dans la continuité de celles développées par Le Goff et al. [55]. Dans cette étude elles sont utilisées afin de valider la mesure des paramètres de l'échelle BAO et l'estimation de leur précision. Cette mesure est notamment composée de l'extraction des données, de la mesure de la fonction de corrélation et de l'estimation de sa matrice de covariance et enfin de l'ajustement de la fonction de corrélation avec la prise en compte de la contribution des métaux et de la distorsion due à l'ajustement du continu du quasar.

Le travail de cette thèse a consisté à soutenir le développement des simulations par différents tests et mesures, mais n'a pas eu pour objet leur développement en lui-même. Ainsi, nous ne présentons ici qu'un court résumé de leur construction et de leur développement et passerons plus de temps dans la section suivante à présenter l'utilisation des simulations pour les différents tests validant notre mesure.

Dans tout ce chapitre, nous utilisons le mot anglais « mock » comme synonyme de « simulation ». Ces deux mots décrivent des réalités légèrement différentes, différences qui sont ici négligeables. Le mot « simulation » concerne souvent une simulation de l'Univers, alors que le mot « mock » concerne une simulation des données ; c'est-à-dire la prise en compte des effets instrumentales sur les simulations de l'Univers.

6.1.1 Principe

Pour produire ces simulations, nous utilisons la cosmologie présentée dans le tableau 6.1. Cette cosmologie diffère légèrement de celle de Planck 2015, utilisée pour les données.

Le spectre de puissance de la matière aujourd'hui, $P(k)$, est obtenu à l'aide du logiciel CAMB, présenté en partie dans Lewis et al. [5]. Il est utilisé pour générer une simulation ayant dans chacune de ses cellules une réalisation aléatoire gaussienne du champ de fluctuation de densité de la matière. Pour cela, dans chaque cellule de la simulation nous tirons une fluctuation aléatoire $\tilde{\delta}(k)$ et la multiplions par la racine carrée du spectre de puissance $\sqrt{P(k)}$. La transformée de Fourier inverse fournit ainsi une simulation linéaire des fluctuations de densités $\delta\rho/\rho$. La simulation consiste en une boîte à trois dimensions et de très grand volume : $79 (h^{-1} \text{ Mpc})^3$ et

	Simulation	Planck (TT + lowP)
$\Omega_m h^2$	0.1323	0.1426
$= \Omega_c h^2$	0.1090	0.1197
$+ \Omega_B h^2$	0.0227	0.02222
$+ \Omega_\nu h^2$	0.0006	0.0006
h	0.7	0.6731
N_ν	3	3
σ_8	0.795	0.830
n_s	0.97	0.9655

TABLE 6.1 Paramètres de la cosmologie utilisée pour analyser les simulations et les données. Dans les deux cas la cosmologie est celle du modèle Λ CDM plat.

possédant un grand nombre de cellules carrées de $3.15 h^{-1}$ Mpc de côté. En même temps que le champ de densité, nous obtenons le champ de vitesse. Le centre de la boîte est fixé à un redshift $z = 2.5$ et les valeurs de la densité et de la vitesse sont transformées afin de prendre en compte l'évolution du redshift le long de la ligne de visée. Cette dimension couvre ainsi des redshifts $z \in [1.71, 3.66]$.

La taille des cellules : $3.15 h^{-1}$ Mpc, est très grande par rapport à la taille des pixels dans les données : environ $1 h^{-1}$ Mpc. Cette faible résolution des simulations a pour conséquence de diminuer et même supprimer la puissance à petite échelle et ainsi artificiellement augmenter le signal sur bruit de la fonction de corrélation à grande échelle. Afin de pallier ce problème, une petite boîte de grande résolution : de largeur $3.15 h^{-1}$ Mpc et de taille de cellule $0.2 h^{-1}$ Mpc, est insérée dans les grandes cellules. Un grand nombre de petites boîtes différentes est généré afin d'obtenir des fluctuations à petites échelles décorréliées entre les grandes cellules. Si la fluctuation de densité dans les grandes cellules de faible résolution est nommée δ_{LR} , et la fluctuation de densité dans les petites cellules de haute résolution est nommée δ_{HR} , alors la fluctuation totale de densité est donnée par :

$$\delta = \delta_{LR} + c_{HR} \cdot \delta_{HR}, \quad (6.1)$$

où $c_{HR} \approx 1.2$ est une constante prenant en compte la légère perte de puissance dans les échelles intermédiaires.

Les quasars sont les traceurs des plus grandes densités de l'Univers. Ils sont ainsi placés dans les cellules possédant une fluctuation de densité δ supérieure à un certain seuil δ_{cut} (Padmanabhan [56]). La valeur de ce seuil est choisie afin d'obtenir un biais des quasars à grande échelle de $b_q = 3.6$ à $z = 2.5$, compatible avec les résultats de Croom et al. [13]. Parmi toutes les cellules au dessus

du seuil, seule une partie est sélectionnée. Cette sélection aléatoire est effectuée afin de reproduire la densité de quasar dans les données ainsi que son évolution en redshift. Enfin, la position de chaque quasar est décalée afin de prendre en compte sa vitesse. Le redshift comprenant les RSD est ainsi donné par :

$$z_{Observed} = z_{Cosmo} + \frac{V_z}{c}(1 + z_{Cosmo}), \quad (6.2)$$

où z_{Cosmo} est le redshift cosmologique du quasar le long de la ligne de visée, V_z sa vitesse le long de cette ligne et enfin $z_{Observed}$ est le redshift observé.

Une fois la position des quasars définie, les forêts-Ly α sont tirées selon la ligne de visée des quasars. Dans les données, à cause des BAL et de l'intervalle en longueur d'onde observée, certains quasars ne possèdent pas de forêts. Nous reproduisons cet effet en supprimant aléatoirement la même proportion de forêt que dans les données. Nous gardons bien sûr les quasars. Dans ces simulations, les lignes de visée sont parallèles. Cet aspect empêche l'utilisation du code de calcul des fonctions de corrélation sur les données (présenté en section 4.2). Nous avons ainsi développé un code similaire permettant de prendre en compte une géométrie aux lignes de visée parallèles. En revanche, le même code de définition du champ de transmission Ly α peut être utilisé pour les données et pour les simulations car la géométrie n'y entre pas en jeu (présenté en chapitre 3). Le même code d'ajustement de la fonction de corrélation est aussi utilisé sur les données et sur les simulations (présenté en section 5.1).

L'étape suivante consiste à transformer le champ de fluctuation de densité et le champ de vitesse en la grandeur observée par le télescope SDSS, c'est-à-dire le flux du quasar. La figure 6.1 montre pour un quasar de redshift $z_{QSO} = 3.166$ une grande partie des étapes nécessaires à cette transformation.

Dans cette figure, le premier panneau, en haut à gauche, montre le champ de fluctuation de densité sur une plage de longueur d'onde observée qui va au delà de la simple forêt-Ly α . Dans un premier temps, ce champ de fluctuation de densité et le champ de vitesse sont transformés en champ de transmission de flux Ly α . Cette transformation est effectuée à l'aide de l'approximation de Gunn-Peterson :

$$F = \exp[-a(z) \exp(bg(z)\delta)], \quad (6.3)$$

où $g(z)$ est le facteur d'échelle au redshift z et $b = 1.6$ et $a(z)$ permet de reproduire l'évolution du spectre de puissance 1D du Ly α mesuré par McDonald et al. [17]. Le pixel est finalement décalé selon sa vitesse et son gradient de vitesse est pris en compte dans la valeur finale du

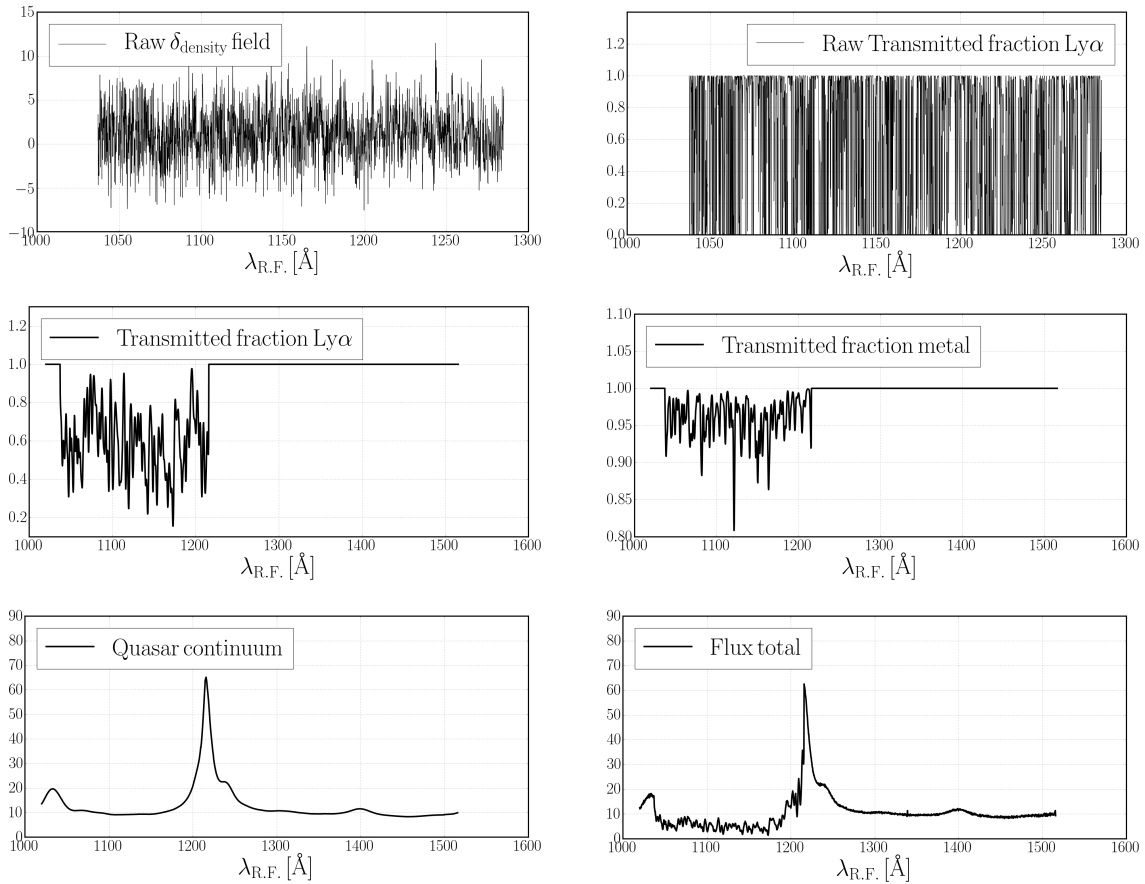


FIGURE 6.1 Différents étapes dans la confection du flux observé d'un quasar des simulations. En lisant de la gauche vers la droite et de haut en bas : champ de fluctuation de densité, champ d'absorption du Ly α , application de la résolution de spectrographe, champ d'absorption des métaux de l'IGM, continu du quasar, flux total du quasar comprenant le Ly α , les métaux, le continu du quasar et le bruit typique des observations dans SDSS. Ce quasar est référencé par (Box, Simu, Plate, Mjd, FiberId) = (0, 0, 6138, 56598, 406) est possède un redshift $z_{QSO} = 3.166$.

champ de transmission à travers la profondeur optique $\tau = -\ln F$. Le second panneau, en haut à droite de la figure 6.1, montre le champ de transmission de flux $F \in [0, 1]$, tel qu'il sort de la production des simulations.

La suite du processus permettant d'obtenir un flux de quasar simulé réaliste est prise en charge par un code différent appelé « *MockExpander* ». Ce code est présenté dans Bautista et al. [41]. Les ingrédients qu'il ajoute sont : la résolution du spectrographe de SDSS (troisième panneau), le calcul du champ de transmission des métaux importants pour la mesure des BAO dans la forêt-Ly α (quatrième panneau) et le choix du continu et de la magnitude du quasar à partir du catalogue des données (cinquième panneau).

À la fin de toute cette procédure, les différents ingrédients sont assemblés et un niveau réaliste de bruit est ajouté (sixième panneau). Nous obtenons alors pour chaque quasar un spectre proche

de ce qui est observé dans le programme BOSS.

6.1.2 Bilan

Afin de limiter le temps de calcul et la mémoire, nous avons produit seulement dix grandes simulations, ou boîte (BOX), du champ de fluctuation de densité. Dans chacune de ces dix boîtes est tirée une distribution différente de quasar (SIMU). Nous obtenons ainsi cent simulations BOX_00i/SIMU_00j, dénommées par deux nombres i et j compris dans $[[0, 9]]$, où i est l'indice de la boîte et j est l'indice du tirage de la distribution de quasar. Le *MockExpander* est appliqué à chacune de ces cent simulations de manière indépendante avec un bruit différent et un tirage du continu du quasar différent. Nous obtenons ainsi cent simulations, quasiment décorréées les unes des autres. Les boîtes d'indices i différents sont totalement décorréées. En revanche, les boîtes de même indice i sont faiblement corrélées. Comme les données et les simulations sont limitées par un faible signal sur bruit et une faible densité de quasar, cette corrélation est négligeable.

La figure 6.2 présente une simple comparaison entre la distribution des traceurs de densités de matière dans l'univers pour les données et les simulations. Par construction des simulations ces distributions sont très proches.

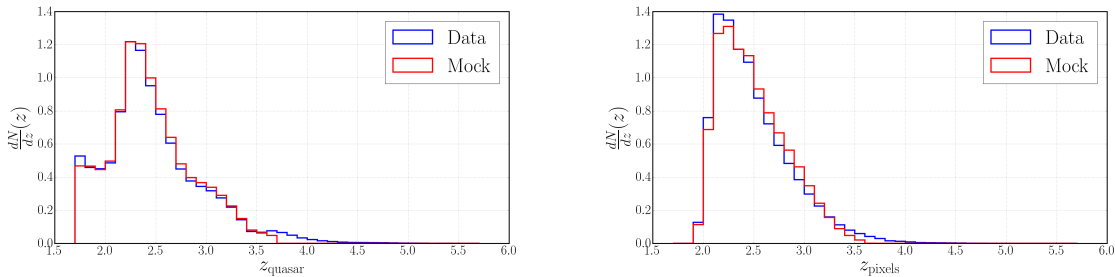


FIGURE 6.2 Distribution en redshift des traceurs observés dans les données en bleu et dans les simulations en rouge. À gauche, pour les quasars rentrant en compte dans le calcul et à droite pour les pixels de la forêt-Ly α , en supposant que l'absorption est due à l'hydrogène neutre.

Ainsi, nous avons construit cent simulations donnant une distribution de quasars, environ 230,000, et une liste de forêts-Ly α , environ 180,000. Ces simulations sont les premières à être capables de reproduire en même temps une distribution corrélée de quasar (fonction d'auto-corrélation 3D des quasars), un champ corrélé de forêt-Ly α (fonction d'auto-corrélation des pixels à 1D et à 3D) et une distribution de quasar corrélée avec le champ des forêts-Ly α (fonction de corrélation croisée à 3D pixels - quasars). Ces simulations sont ainsi utilisées dans la section suivante pour tester l'analyse effectuée sur les données pour mesurer l'échelle BAO.

6.2 Tests des différents résultats

Dans cette section nous présentons les principaux tests effectués avec les simulations. Ceux-ci ont pour but de valider toute la chaîne d'analyse développée sur les données et présentée dans les chapitres 3, 4 et 5. C'est-à-dire la chaîne qui part des spectres et des catalogue de quasars et qui conduit à la mesure des deux paramètres des oscillations acoustiques de baryons et de leur précision.

Le but de cette section n'est pas de présenter la totalité des tests effectués mais seulement de se focaliser sur l'analyse principale de cette thèse : la mesure de l'échelle BAO avec la fonction de corrélation croisée entre les forêts-Ly α et les quasars. Ces simulations peuvent être utilisées pour tester d'autres mesures comme l'auto-corrélation des quasars ou des forêts-Ly α mais ces mesures ne sont pas présentées ici.

6.2.1 Champ de transmission δ_i

La première série de tests consiste à vérifier toute la procédure de définition du champ de transmission de flux, δ_i , à partir des spectres. Cette procédure est décrite dans le chapitre 3. Pour ce faire, nous avons utilisé le même code que celui qui analyse les données.

Afin de ne pas compliquer l'analyse des simulations, aucun BAL n'est ajouté aux spectres, de même, aucun DLA n'a été ajouté. Cet aspect constitue une différence entre les simulations et les données. À l'avenir, afin d'étudier plus précisément l'effet de ces deux types d'absorbeurs, ils seront ajoutés aux simulations.

La figure 6.3 donne, comme dans la figure 3.9, les résultats de la convergence des quatre fonctions permettant de définir le champ de transmission de flux, en bleu pour les données et en rouge pour la moyenne des 100 simulations. Cette figure est similaire à la figure 3.9, pour les données seulement.

Il est possible de noter des différences mineures entre les données et les simulations. Ainsi, dans le panneau du haut à gauche, le continu du quasar est plus simple dans les simulations que dans les mesures. C'est-à-dire que le continu des données possède une évolution moins lisse que celui des simulations ; par exemple la bosse à $\lambda_{R.F.} \sim 1180 \text{ \AA}$ n'est pas présente dans les simulations. Dans le panneau en bas à gauche, nous montrons la fonction η donnant l'erreur sur la calibration de la variance des pixels. Les résultats des données et des simulations sont très différents. Enfin, dans

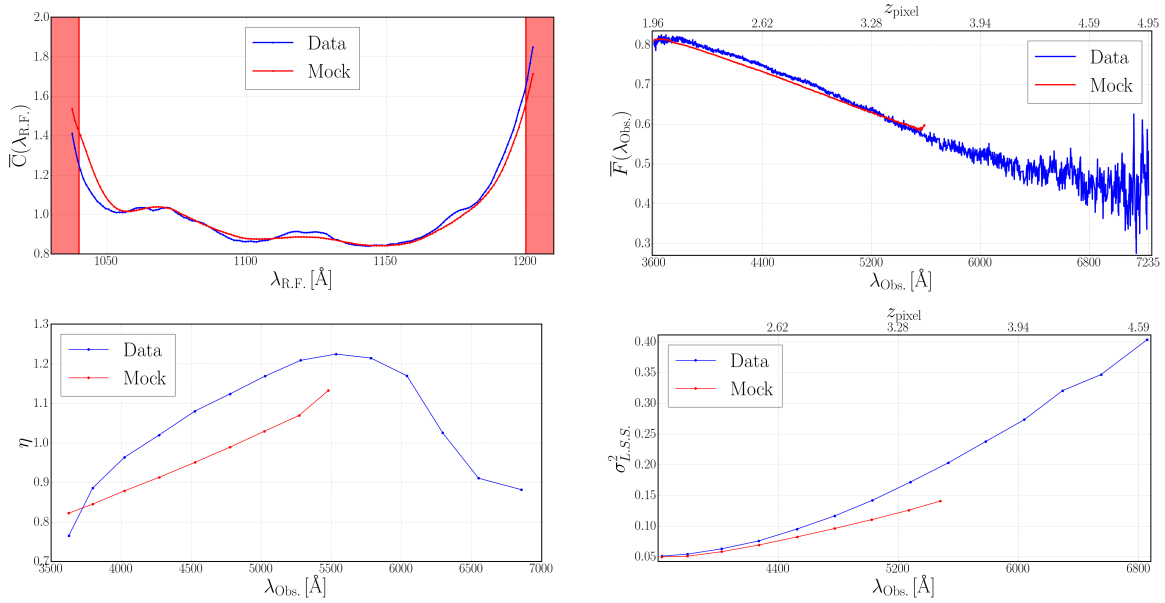


FIGURE 6.3 Convergence des différentes fonctions : \overline{C} , \overline{F} , η et σ_{LSS}^2 pour les données en bleu et pour la moyenne des 100 simulations en rouge.

le panneau du bas à droite, la variance des LSS évolue moins rapidement dans les simulations que dans les données.

Globalement, les quatre panneaux de cette figure montrent le bon accord entre les simulations et les données. Les légères différences montrent que les données sont légèrement plus complexes que les simulations ; par exemple le continu du quasar des données possède plus de structures que celui des simulations. Nous pouvons attendre des différences de ces quatre fonctions \overline{C} , \overline{F} , η et σ_{LSS}^2 des différences dans la forme de l'auto-corrélation 1D des forêts ou bien dans la valeur de $b_{\text{Ly}\alpha}$ et de $\beta_{\text{Ly}\alpha}$. De même, nous pouvons prévoir un niveau différent de bruit entre les simulations et les données. Toutes ces différences sont décorréliées de la position du pic BAO, et sont au pire corrélées avec l'intensité de la corrélation, i.e. le biais.

La figure 6.4 montre l'exemple d'un spectre de quasar dans les simulations avec l'ajustement du continu. Ce quasar possède un haut signal sur bruit et un redshift $z_{\text{QSO}} = 3.166$.

6.2.2 Corrélation entre pixels d'une même forêt

Le deuxième test présenté ici concerne la fonction de corrélation entre les pixels de la même forêt. Cette mesure a plusieurs rôles : vérifier le niveau de contamination des métaux et l'évolution de la variance des LSS.

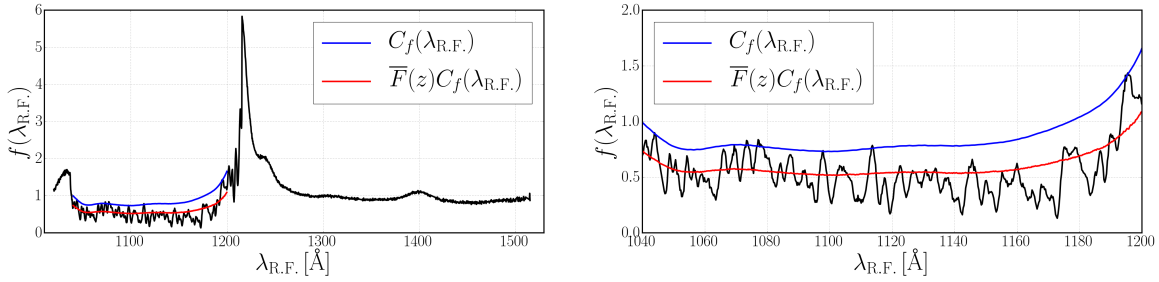


FIGURE 6.4 Exemple d'un quasar simulé. Ce quasar, de la première simulation (Box, Simu) = (0, 0) possède un redshift $z_{QSO} = 3.166$, un SNR par pixel de la forêt-Ly α $SNR = 34$ et est référencé par : (plate, MJD, fiberId) = (6138, 56598, 406). Pour comparaison, sur l'ensemble des simulations le rapport signal sur bruit moyen dans la forêt-Ly α est de 2.5. Le panneau de gauche montre tout le spectre du quasar et le panneau de droite seulement sa forêt-Ly α .

La figure 6.5 montre la comparaison entre la fonction de corrélation 1D des forêts dans les données, en bleu, et dans les simulations, en rouge. Le panneau de gauche montre la fonction de corrélation sur l'intégralité de l'intervalle disponible. Nous pouvons voir ainsi une corrélation physique, similaire dans les deux cas entre des pixels voisins (i.e. $\lambda_1/\lambda_2 \approx 1$). De plus, le même excès de corrélation non physique, à grande séparation est observé. Cet excès est lié à l'ajustement du continu du quasar (voir section 3.2.3).

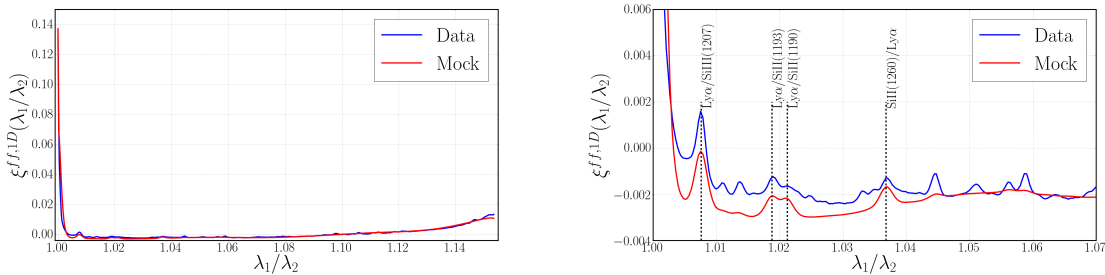


FIGURE 6.5 Fonction de corrélation à 1D entre deux pixels de la même forêt dans les données en bleu et pour la moyenne des 100 simulations en rouge. Le panneau de gauche montre la fonction de corrélation 1D sur l'ensemble de l'intervalle de rapport de longueur d'onde, le panneau de droite en montre un zoom sur les principales raies métalliques.

Le panneau de droite montre un agrandissement sur la partie de la fonction de corrélation présentant les différents métaux mis en jeu dans l'analyse de la corrélation croisée Ly α - quasar. Dans ce panneau, nous voyons les trois transitions de métaux insérés dans les mocks : SiII(1260), SiII(1207), SiII(1193), SiII(1190). Le niveau de contamination est similaire dans les données et dans les simulations. La faible différence de niveau des deux corrélations est liée principalement aux différences de continu du quasar et au niveau de corrélation entre deux pixels voisins. En effet, l'intégrale de la fonction de corrélation étant nulle, une différence à une certaine échelle se répercute à d'autres échelles.

La figure 6.6 montre l'évolution de la fonction de corrélation entre deux pixels voisins de la même forêt en fonction du redshift. Ce dernier est obtenu en supposant que toute l'absorption est liée à l'absorption du Ly α . La figure donne la corrélation pour deux pixels dont la différence de longueur d'onde est comprise entre $[1, 2]$ Å. Cette figure montre une évolution en redshift similaire, mais différente pour les données et pour les simulations. Cette évolution est gouvernée par le facteur γ , tel que :

$$\xi^{ff,1D}(z) \propto ((1+z)^\gamma G(z))^2, \quad (6.4)$$

où $G(z)$ est le facteur d'échelle. Dans les données $\gamma \approx 2.9$ alors que dans les simulations $\gamma \approx 2.35$.

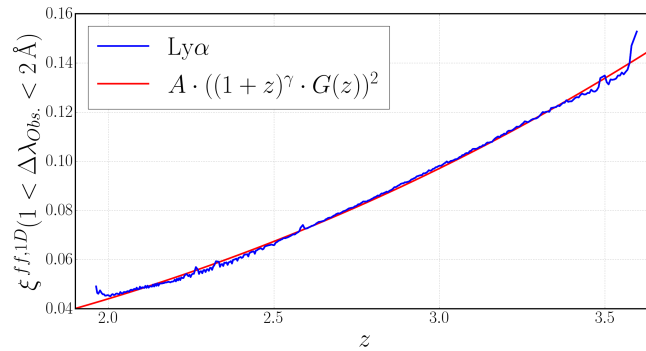


FIGURE 6.6 Évolution de la fonction de corrélation à 1D entre deux pixels voisins de la même forêt en fonction du redshift. La différence de longueur d'onde est restreinte à l'intervalle $[1, 2]$ Å. L'ajustement donne un facteur d'évolution de $\gamma \approx 2.35$.

6.2.3 Coordonnées de la mesure

La série de test présentée dans les sections qui suivent concerne la fonction de corrélation croisée entre le Ly α et les quasars.

Dans cette section, nous présentons la mesure des coordonnées de la fonction de corrélation croisée. L'utilisation de la grille en coordonnée pour les données, $(\langle r_{\parallel} \rangle, \langle r_{\perp} \rangle, \langle z \rangle)$, permet de prendre en compte les différences entre le centre du bin et la moyenne des coordonnées dans le bin.

La figure 6.7 montre pour la moyenne des 100 simulations, la différence relative entre la moyenne d'une coordonnée et le centre du bin. Les trois panneaux donnent ces différences pour de gauche à droite : la composante parallèle à la ligne de visée, la composante perpendiculaire à la ligne de

visée et le redshift. Ces trois panneaux sont similaires aux trois panneaux de la figure 4.10 qui donnent les mêmes grandeurs pour les données.

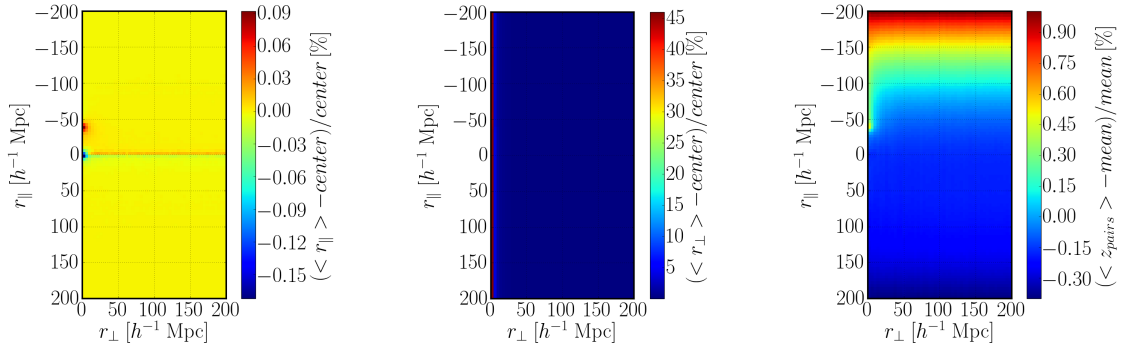


FIGURE 6.7 Moyenne pour les 100 simulations de la différence relative entre la moyenne d’une coordonnée et le centre du bin. De gauche à droite : pour la composante parallèle à la ligne de visée, pour la composante perpendiculaire à la ligne de visée et pour le redshift.

On retrouve dans ces trois panneaux les différentes particularités observées dans les données. Cela montre que les simulations reproduisent bien les données, y compris dans certains détails.

Une petite étude a été menée afin de comprendre ces particularités. Dans le premier panneau, les bins à -0.15% à $(r_{\parallel}, r_{\perp}) \approx (0, 0) h^{-1} \text{ Mpc}$ et à 0.09% à $(r_{\parallel}, r_{\perp}) \approx (-40, 0) h^{-1} \text{ Mpc}$ sont liés à la distribution non-uniforme des quasars. Dans le panneau du milieu, la longue bande de bins à 45% ($r_{\parallel} < 4 h^{-1} \text{ Mpc}$) est liée à l’évolution du nombre de bins en r_{\perp} . Les autres particularités ne sont pas encore comprises.

6.2.4 Matrice de covariance

Nous avons présenté la mesure de la matrice de covariance sur les données dans la section 4.2.5. Une des raisons importantes derrière le développement de ces simulations est en effet de pouvoir valider notre méthode de mesure de cette matrice.

Nous présentons ainsi le calcul par la méthode de décomposition en diagramme dans la figure 6.8 et dans la figure 6.9. Nous obtenons ainsi des résultats similaires à ceux des données présentés dans la figure 4.16 et dans la figure 4.17.

Nous observons ainsi, comme pour les données, que les termes diagonaux de la matrice de covariance sont dominés par la contribution des diagrammes T1 et T2 (un ou deux pixels de la même forêt, corrélés avec le même quasar, voir figure 4.15). La contribution des autres diagrammes est négligeable, comme le montre cette même figure.

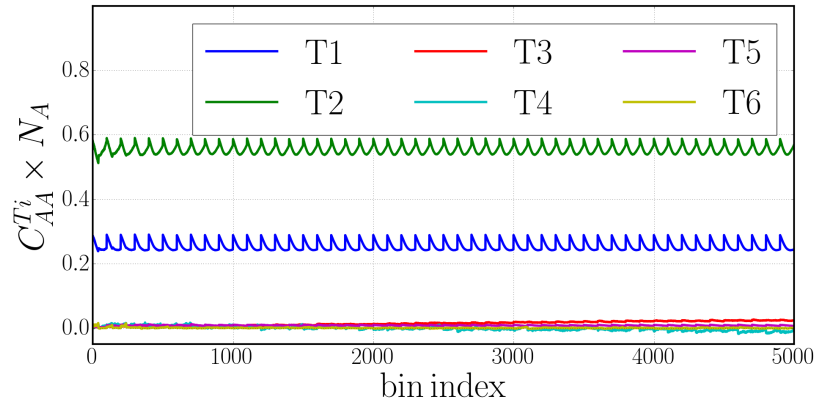


FIGURE 6.8 Éléments diagonaux de la matrice de covariance d'une simulation multipliés par le nombre de paires, en fonction de l'indice du bin. Les éléments $C_{AA}^{T_i} \times N_A$ sont donnés pour chacun des six diagrammes de la décomposition du calcul de la matrice de covariance. Les 100 premiers bins sont pour $r_{\perp}^A = 2 h^{-1}$ Mpc, les 100 suivant un $r_{\perp}^A = 6 h^{-1}$ Mpc et ainsi de suite.

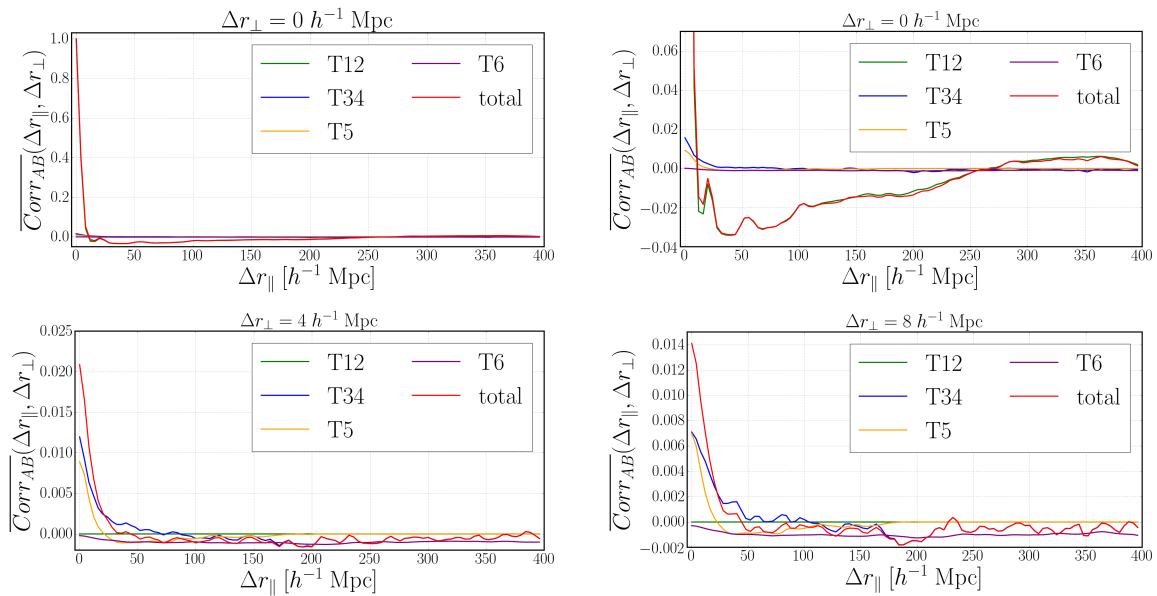


FIGURE 6.9 Description de la matrice de corrélation d'une simulation pour trois tranches différentes de Δr_{\perp} . Cette figure donne l'estimation à l'aide du calcul direct pour les diagrammes T1+T2 (vert), T3+T4 (bleu), T5 (jaune) et T6 (violet). La courbe rouge donne la somme sur tous ces diagrammes.

De même, comme pour les données, les termes non-diagonaux sont dominés par la contribution des diagrammes T1 et T2. Les diagrammes T3, T4 et T5 contribuant faiblement pour les faibles séparations entre les bins. Le diagramme T6 est négligeable, comme le montre cette même figure.

Pour calculer la matrice de covariance nous pouvons définir comme pour les données, 80 sous-échantillons et en calculer la matrice de covariance. C'est la méthode dite de sous-échantillonnage. Les figures 6.10 et 6.11 présentent les termes diagonaux et les termes non-diagonaux pour la moyenne des 100 matrices de covariance calculées sur chacune des simulations. Ces deux figures présentent aussi le résultat de la matrice de covariance calculée à partir de la variance des 100 simulations (voir la section 4.2.5.3). Enfin, ces deux figures montrent également la matrice de covariance obtenue à partir de la décomposition en diagrammes de la première simulation.

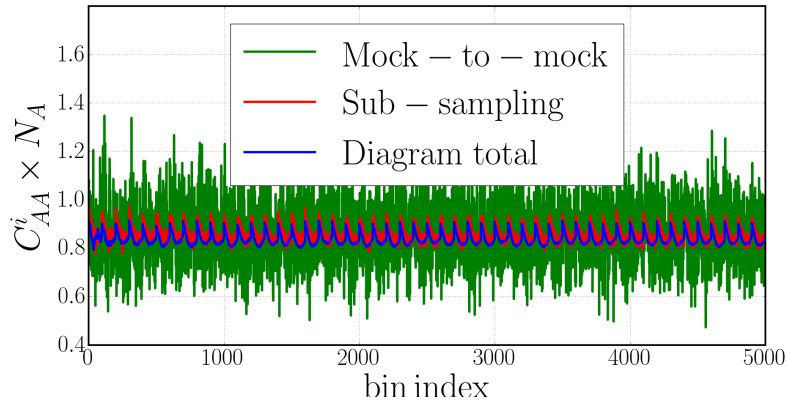


FIGURE 6.10 Éléments diagonaux de la matrice de covariance multipliés par le nombre de paires, en fonction de l'indice du bin. Les éléments $C_{AA}^i \times N_A$ sont donnés pour chacune des trois méthodes de calcul de la matrice de covariance basées sur les simulations. C'est-à-dire : « *mock-to-mock* » pour la variation entre les 100 simulations, « *sub-sampling* » pour la moyenne des sous-échantillonnage sur les simulations et « *diagram total* » pour la décomposition en diagramme sur la première simulation. Les 100 premiers bins sont pour $r_{\perp}^A = 2 h^{-1}$ Mpc, les 100 suivant un $r_{\perp}^A = 6 h^{-1}$ Mpc et ainsi de suite.

L'accord entre les trois méthodes présentées dans ces deux figures montre bien leur équivalence dans la détermination de la matrice de covariance. De plus, le très bon accord entre les résultats de la matrice de covariance pour les données et la matrice de covariance « *mock-to-mock* » des simulations démontre bien la justesse de sa mesure.

La matrice de covariance de la fonction de corrélation croisée entre les quasars et les pixels de la forêt-Ly α est donc proche d'être diagonale. Cette matrice est dominée par la corrélation entre les pixels appartenant à la même forêt.

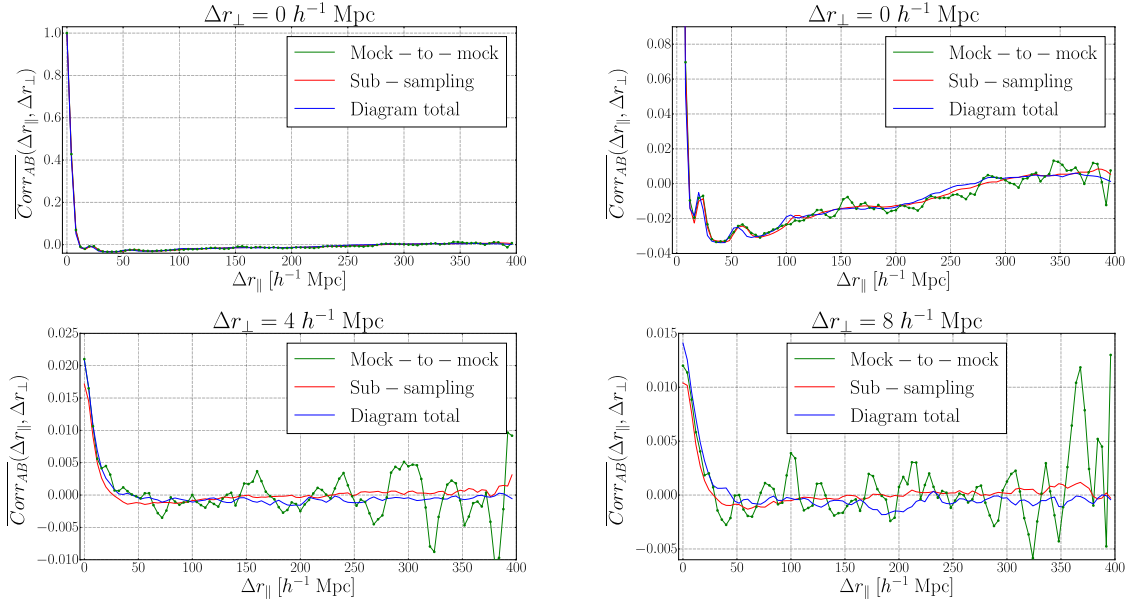


FIGURE 6.11 Description de la matrice de corrélation pour trois tranches différentes de Δr_{\perp} . Cette figure donne la comparaison entre les trois méthodes de mesure de la matrice de covariance basées sur les simulations. C'est-à-dire : « *mock-to-mock* » pour la variation entre les 100 simulations, « *sub-sampling* » pour la moyenne des sous-échantillonnage sur les simulations et « *diagram total* » pour la décomposition en diagramme sur la première simulation.

6.2.5 Ajustements

Cette section présente les différents tests sur l'ajustement de la fonction de corrélation croisée. L'un des buts de ces tests est de démontrer que nous comprenons bien les différents ingrédients rentrant en compte dans l'ajustement ; notamment la matrice de distorsion et la grille de métaux. L'ajustement des simulations nous permet également d'étudier les possibles biais de mesure des paramètres BAO ainsi que l'estimation de leur erreur statistique.

Afin de mieux comprendre les différents effets, nous sommes en possession de trois états successifs des simulations :

- $\text{Ly}\alpha$: cet état donne le champ de transmission par l'hydrogène neutre dans les simulations. La forme de l'émission du continu du quasar ainsi que l'absorption des métaux ne sont pas ajoutés.
- $\text{Ly}\alpha + \text{Continuum}$: cet état est obtenu par l'ajout à l'état précédent de la forme du continu du quasar. De plus, du bruit est ajouté aux simulations afin d'obtenir un signal similaire aux données.
- $\text{Ly}\alpha + \text{Continuum} + \text{Metals}$: cet état est obtenu par l'ajout de la contribution de l'absorption des métaux à l'état précédent. Cet état est ainsi le plus proche des données.

6.2.5.1 Matrice de distorsion

Comme nous l'avons vu précédemment, l'ajustement du continu du quasar produit une distorsion de la fonction de corrélation. Dans l'ajustement, nous prenons en compte cette distorsion par la matrice de distorsion que nous mesurons. Il est important de vérifier que la prise en compte de la distorsion dans l'ajustement est correcte et ne produit aucun biais sur les paramètres BAO.

Dans la version Ly α des simulations, aucun continu de quasar n'est ajouté. Il n'y a donc pas besoin de procéder à son ajustement. La fonction de corrélation n'est donc pas distordue et la matrice de distorsion est égale à l'identité. En revanche, l'ajustement est effectué pour la version Ly α + Continuum des simulations ainsi que pour la version Ly α + Continuum + Metals.

La figure 6.12 présente dans quatre panneaux la comparaison des deux types de simulations Ly α et Ly α + Continuum avec leur ajustement. En vert nous présentons la moyenne des 100 simulations Ly α avec la moyenne des 100 ajustements pour les quatre bins de direction μ . En bleu, nous présentons cette même moyenne pour les simulations Ly α + Continuum et leur ajustement. Nous rappelons que dans ce dernier cas nous appliquons la matrice de distorsion au modèle. Le très bon accord entre les simulations et l'ajustement dans le cas Ly α + Continuum démontre la capacité de la matrice de distorsion à prendre en compte la distorsion de la fonction de corrélation.

6.2.5.2 Prise en compte des métaux

Dans le milieu intergalactique (IGM) il n'y a pas que de l'hydrogène neutre mais aussi des métaux. Dans l'ajustement de la fonction de corrélation ceux-ci sont pris en compte grâce à une grille de coordonnée (voir section 4.2.4). Seules quatre transitions métalliques sont pertinentes pour notre mesure. Elles sont données dans le tableau 4.1 avec certaines de leurs caractéristiques. Ce sont les transitions : $m \in \{\text{SiII}(1260), \text{SiIII}(1207), \text{SiII}(1193), \text{SiII}(1190)\}$.

Comme nous l'avons expliqué à plusieurs reprises, ces transitions possèdent un faible biais et à notre niveau de signal sur bruit, elles ne sont significatives qu'aux petites séparations perpendiculaires (i.e. $r_{\perp} \approx 0 h^{-1}$ Mpc).

La figure 6.13 présente une comparaison de la moyenne des 100 simulations et des ajustements pour les deux premières tranches de distance perpendiculaire.

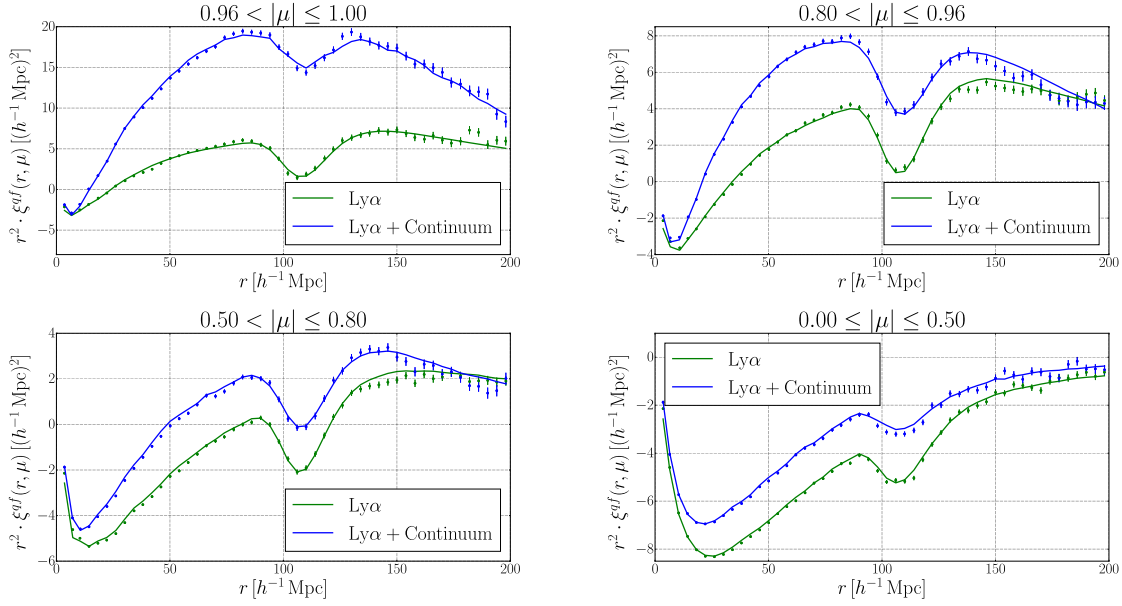


FIGURE 6.12 Fonction de corrélation croisée multipliée par le carré du module de la distance au centre du bin, r^2 , pour les quatre tranches de $\mu = r_{\parallel}/r$. Le panneau du haut à gauche présente la fonction de corrélation suivant la ligne de visée ($\mu \rightarrow 1$) alors que le panneau du bas à droite donne la fonction de corrélation perpendiculaire à la ligne de visée ($\mu \rightarrow 0$). Les points correspondent à la moyenne des 100 simulations alors que les courbes donnent la moyenne de leur ajustement. Le vert donne les simulations Ly α et le bleu donne les simulations Ly α + Continuum.

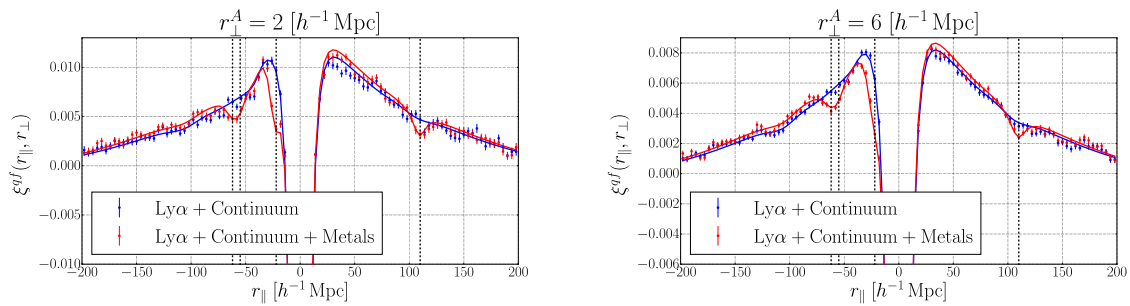


FIGURE 6.13 Agrandissement de la fonction de corrélation croisée pour les deux premières tranches de distance perpendiculaire à la ligne de visée : $r_{\perp} = 2 h^{-1}$ Mpc à gauche et $r_{\perp} = 6 h^{-1}$ Mpc à droite. Les points donnent la moyenne des 100 simulations alors que les courbes donnent la moyenne de leur ajustement. Le bleu donne les simulations Ly α + Continuum et le rouge donne les simulations Ly α + Continuum + Metals. Ces deux panneaux montrent l'effet des métaux ainsi que leur ajustement. Les quatre transitions métalliques, listées dans le tableau 4.1, sont indiquées par des lignes noires tiretées.

Les quatre transitions de métaux se manifestent par des pics (ou plutôt des creux) de corrélation. Les sommets de ces différents pics sont marqués par des lignes noires tiretées. Le très bon accord entre les simulations avec métaux et leur ajustement, tous les deux en rouge, montre bien la capacité de la méthode de grille de métaux à prendre en compte leur contribution.

6.2.5.3 Résultats des paramètres BAO

Nous avons montré dans les deux sections précédentes que le modèle représente bien la fonction de corrélation avec ses différentes caractéristiques. Nous avons notamment montré que la prise en compte de la distorsion liée à l'ajustement du continu ainsi que la prise en compte de la présence de métaux étaient satisfaisantes. Nous montrons dans cette section la fiabilité de la mesure des deux paramètres α_{\parallel} et α_{\perp} de l'échelle BAO.

Le tableau 6.2 présente le résultat de l'ajustement des 100 simulations dans leurs trois états successifs. Le tableau donne la moyenne pondérée des deux paramètres et de leur combinaison optimale $\alpha_{opt} = \alpha_{\parallel}^{0.6} \alpha_{\perp}^{0.4}$, (voir annexe C.3). Ce tableau montre que l'ajout du continu du quasar puis l'ajout de la contribution des métaux, n'introduisent pas de biais significatif ($> 1\%$) dans la mesure de l'échelle BAO.

Analyse	$\overline{\alpha_{\parallel}} (\overline{\sigma})$	$\overline{\alpha_{\perp}} (\overline{\sigma})$	$\overline{\alpha_{opt}} (\overline{\sigma})$	$\overline{\chi^2_{min}} / (N_{bin} - N_{param}), \overline{proba}$
Ly α	0.994 (0.025)	1.002 (0.028)	0.999 (0.014)	2501.01/(2504 - 7), $p = 0.50$
+Continuum	0.990 (0.038)	0.994 (0.050)	0.995 (0.021)	2493.61/(2504 - 7), $p = 0.52$
+Metals	0.988 (0.039)	1.003 (0.050)	0.996 (0.021)	2492.78/(2504 - 11), $p = 0.50$

TABLE 6.2 Résultat de l'ajustement de la fonction de corrélation croisée dans les 100 simulations. La moyenne pondérée des paramètres BAO est donnée ainsi que la moyenne simple de leur erreur. La combinaison optimale des BAO est décrite en section C.3 : $\alpha_{opt} = \alpha_{\parallel}^{0.6} \alpha_{\perp}^{0.4}$.

La figure 6.14 montre la distribution des résultats de l'ajustement des paramètres de l'échelle BAO sur les simulations de la corrélation croisée. Le panneau de gauche montre la distribution des α . Les trois distributions sont bien centrées autour de la valeur attendue selon la cosmologie fiducielle : $\alpha = 1$. Le panneau de droite montre la distribution des $(\alpha - \overline{\alpha})/\sigma$. Les trois distributions, bien que légèrement trop larges, sont compatibles avec une gaussienne de moyenne 0 et de variance 1.

Nous pouvons ainsi conclure de ces deux panneaux que : la mesure des paramètres BAO n'est pas biaisée et l'estimation de l'erreur statistique est correcte.

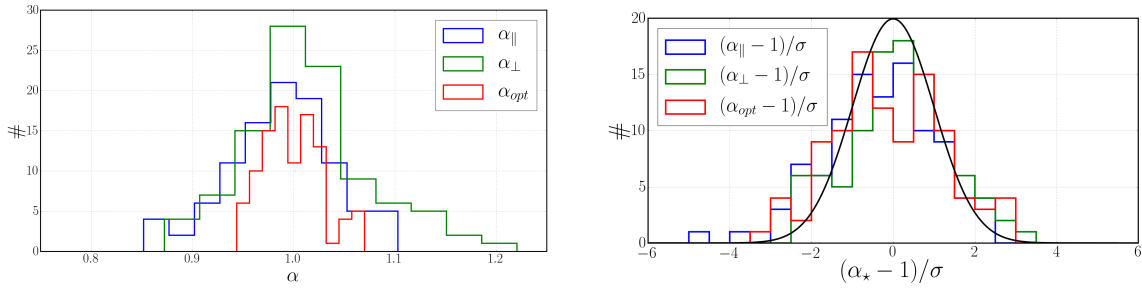


FIGURE 6.14 Distribution des résultats de l'ajustement des paramètres de l'échelle BAO sur les simulations de la corrélation croisée. Les deux panneaux donnent α_{\parallel} , α_{\perp} et la combinaison optimal de ces deux paramètres α_{opt} . Le panneau de gauche donne la distribution des paramètres α et le panneau de droite donne la distribution des $(\alpha - \bar{\alpha})/\sigma$. La gaussienne en noir est de moyenne 0 et de variance 1.

Enfin, la figure 6.15 présente la distribution des 100 résultats des simulations dans le plan $(\alpha_{\parallel}, \alpha_{\perp})$. Chaque point donne un de ces 100 résultats pour les simulations les plus proches des données, i.e. Ly α + Continuum + Metals. En arrière fond nous présentons la moyenne des 100 scans de χ^2 , et les trois courbes rouges montrent les contours moyens à 1, 2 et 3 sigma. Cette figure est très similaire au scan de χ^2 dans les données, voir figure 5.5.

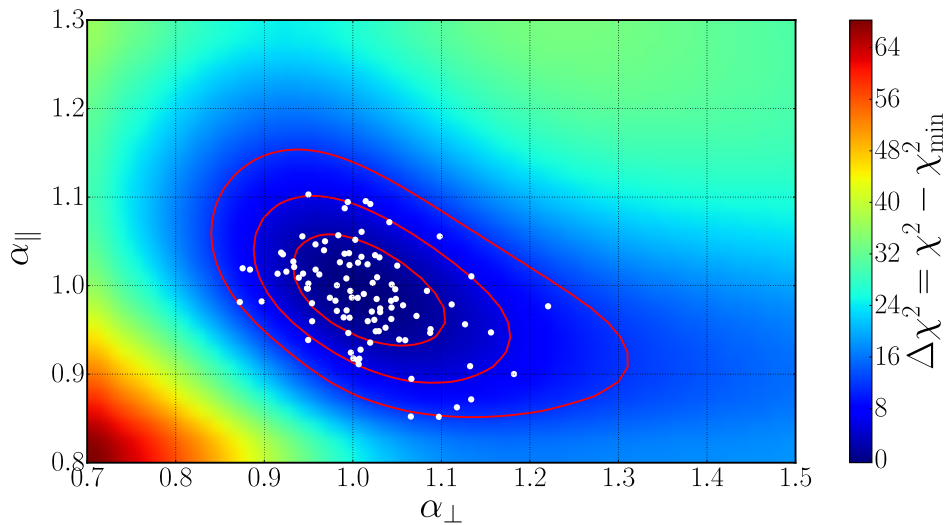


FIGURE 6.15 Distribution dans le plan $(\alpha_{\parallel}, \alpha_{\perp})$ des résultats de l'ajustement des 100 simulations Ly α + Continuum + Metals. Scan de χ^2 moyen sur les 100 simulations, ainsi que les contours moyens à 1, 2 et 3 sigma.

Chapitre 7

Interprétation des résultats

« Les courriers quelque part luttaien. Le vol de nuit durait comme une maladie : il fallait veiller. Il fallait assister ces hommes qui, des mains et des genoux, poitrine contre poitrine, affrontaient l'ombre, et qui ne connaissaient plus, ne connaissaient plus rien que des choses mouvantes, invisibles, dont il fallait, à la force des bras aveugles, se tirer comme d'une mer. Quels aveux terribles quelquefois : "J'ai éclairé mes mains pour les voir. . ." Velours des mains révélé seul dans ce bain rouge de photographe. Ce qu'il reste du monde, et qu'il faut sauver. »

Vol de nuit

1931

Antoine de Saint-Exupéry

7.1 Paramètres BAO

L'analyse de la fonction de corrélation croisée entre les pixels des forêts-Ly α et la distribution des quasars permet de mesurer l'échelle BAO. Cette mesure a été prouvée dans les sections précédentes comme fiable, c'est-à-dire sans erreur systématique et avec une erreur statistique bien évaluée. De plus, la combinaison de cette mesure avec les travaux de Bautista et al. [18] sur l'auto-corrélation des forêts-Ly α fournit une mesure plus précise. Dans l'analyse du chapitre 5 nous avons choisi de présenter ces mesures sous la forme des deux paramètres α_{\parallel} et α_{\perp} .

Ces deux mesures de BAO sont en fin de compte une mesure des deux rapports $D_H(z_{\text{eff}})/r_d$ et $D_M(z_{\text{eff}})/r_d$, au redshift effectif donné z_{eff} à travers la définition de la cosmologie fiducielle, celle de Planck 2015. Ce redshift est mesuré dans la section 4.2.3, en équation 4.27. Le tableau 7.1 résume les mesures de α_{\parallel} et α_{\perp} , et de D_H/r_d et D_M/r_d pour la corrélation croisée Ly α - qso (cette étude), l'auto-corrélation des Ly α (Bautista et al. [18]), et leur ajustement combiné (cette étude). Les distances D_H et D_M sont calculées selon la cosmologie fiducielle, voir section 1.3.4. De même, l'échelle BAO, r_d , est calculée pour la cosmologie fiducielle, à l'aide de CAMB [5].

Dans ce tableau les paramètres α_{\parallel} et α_{\perp} dépendent de la cosmologie fiducielle. En revanche, les paramètres $D_H(z_{\text{eff}})/r_d$ et $D_M(z_{\text{eff}})/r_d$ n'en dépendent pas.

Mesure	z_{eff}	α_{\parallel}	α_{\perp}	$D_H(z_{\text{eff}})/r_d$	$D_M(z_{\text{eff}})/r_d$
Fiducielle	2.33	1	1	8.612	39.15
Fiducielle	2.40	1	1	8.369	39.77
Auto-corrélation	2.33	1.053 ± 0.036	0.965 ± 0.055	9.07 ± 0.31	37.8 ± 2.2
Corrélation croisée	2.40	1.068 ± 0.030	0.901 ± 0.034	8.94 ± 0.25	35.8 ± 1.4
Combinaison	2.40	1.061 ± 0.021	0.923 ± 0.027	8.88 ± 0.18	36.7 ± 1.1

TABLE 7.1 Valeurs selon la cosmologie fiducielle et valeurs mesurées des deux paramètres de l'échelle BAO pour l'auto-corrélation des Ly α (Bautista et al. [18]), la corrélation croisée Ly α - qso (cette étude) et leur ajustement combiné (cette étude). La cosmologie fiducielle est celle de Planck 2015 [1].

Dans la suite, nous utiliserons la mesure des BAO à l'aide de la combinaison de l'auto-corrélation des forêts-Ly α et de la corrélation croisée des forêts-Ly α avec la distribution des quasars. Cette mesure constitue le résultat final de ce manuscrit, nous avons :

$$\frac{D_H(z = 2.40)}{r_d} = 8.88 (1 \sigma)_{0.17}^{0.18} (2 \sigma)_{0.35}^{0.36} (3 \sigma)_{0.52}^{0.56}, \quad (7.1)$$

$$\frac{D_M(z = 2.40)}{r_d} = 36.7 (1 \sigma)_{1.0}^{1.1} (2 \sigma)_{2.0}^{2.4} (3 \sigma)_{3.1}^{4.1}. \quad (7.2)$$

La figure 7.1 présente cette mesure dans le plan $(D_H/r_d, D_M/r_d)$. Nous donnons dans cette figure les résultats du $\Delta\chi^2$ pour la combinaison de l'auto-corrélation avec la corrélation croisée. La cosmologie de Planck 2015, utilisée comme cosmologie fiducielle pour l'analyse des données, est présentée par le point blanc : $(D_H/r_d, D_M/r_d) = (8.369, 39.77)$.

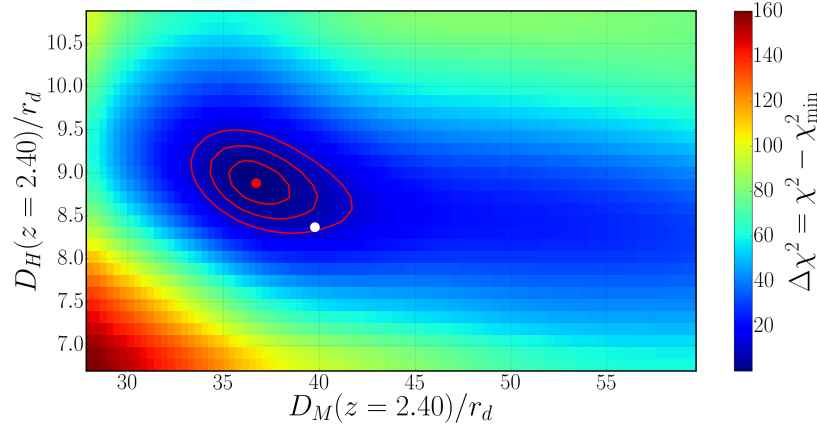


FIGURE 7.1 Valeurs de $\Delta\chi^2$ pour la combinaison de la fonction d'auto-corrélation présentée dans Bautista et al. [18] avec la fonction de corrélation croisée forêt-Ly α - quasar (cette étude). Le point rouge donne le résultat $(D_H/r_d, D_M/r_d) = (8.88, 36.7)$ et les contours rouges les surfaces à 1, 2 et 3 sigma. Le point blanc donne la valeur attendue pour la cosmologie de Planck 2015 : $(D_H/r_d, D_M/r_d) = (8.369, 39.77)$.

La figure 7.2 montre l'évolution avec le redshift des deux rapports de distances $\sqrt{z}D_H/r_d$ et $D_M/(r_d\sqrt{z})$, calculée avec la cosmologie Λ CDM plate de Planck 2015. Les expressions de D_H , D_M et D_V sont données dans la section 4.2.3. Les deux résultats de la combinaison de l'auto-corrélation et de la corrélation croisée sont donnés tout à gauche ($z = 2.40$) avec leur erreur à 1 sigma. La description des autres points de mesures est donnée dans la section suivante (section 7.1.1).

7.1.1 Paramètres cosmologiques de Λ CDM

Les résultats de la mesure de l'échelle BAO par les différentes expériences et à différents redshifts peuvent être utilisés pour mesurer certains paramètres du modèle Λ CDM plat. La courbure de l'univers est alors exactement nulle : $\Omega_{k,0} = 0$. Pour ce modèle standard de la cosmologie les BAO mesurent, dans la gamme de redshift $z \in [0.1, 2.5]$, la densité totale de matière aujourd'hui, $\Omega_{m,0}$, et la combinaison du facteur de Hubble aujourd'hui avec l'échelle acoustique de baryons : $H_0 r_d / 100 = h r_d$. La mesure de la densité totale d'énergie noire aujourd'hui est alors donnée par $\Omega_{\Lambda,0} = 1 - \Omega_{m,0}$ (en négligeant $\Omega_{\gamma,0}$ et $\Omega_{\nu,0}$).

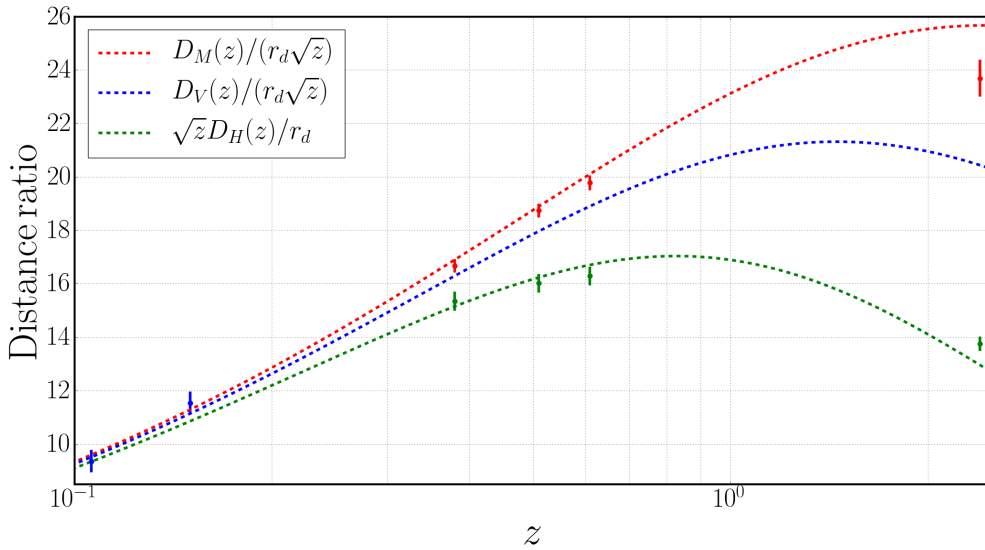


FIGURE 7.2 Évolution avec le redshift des deux rapports de distances $\sqrt{z}D_H/r_d$ et $D_M/(r_d\sqrt{z})$, présentés respectivement en vert et en rouge. Les deux points à $z = 2.40$ sont les mesures de ces rapports pour la combinaison de l’auto-corrélation et de la corrélation croisée. La cosmologie utilisée est celle de Planck 2015. Les autres points sont donnés dans la section 7.1.1 et proviennent de Beutler et al. [57], Ross et al. [58] et Alam et al. [24]. Cette figure est similaire à la figure 1 de Aubourg et al. [59].

Le but de cette section n’est pas de procéder à une étude extrêmement poussée pour mesurer les différents paramètres, mais seulement de donner une idée des résultats. Dans cette petite analyse, en plus de notre mesure des BAO, nous utilisons les mesures de BAO par Beutler et al. [57], Ross et al. [58] et Alam et al. [24]. Le tableau 7.2 répertorie les différents résultats de D_H/r_d , D_M/r_d et D_V/r_d .

Données	Redshift	D_H/r_d	D_M/r_d	D_V/r_d
6dF	0.106	–	–	3.047 ± 0.137
SDSS DR7	0.15	–	–	4.466 ± 0.168
BOSS LOWZ+CMASS	0.38	24.89 ± 0.58	10.27 ± 0.15	–
	0.51	22.43 ± 0.48	13.38 ± 0.18	–
	0.61	20.86 ± 0.45	15.45 ± 0.22	–
BOSS forêt-Ly α auto+cross	2.40	8.88 ± 0.18	36.7 ± 1.1	–

TABLE 7.2 Mesures des oscillations acoustiques de baryons utilisées dans cette étude. Dans l’ordre : 6dF pour Beutler et al. [57], SDSS DR7 pour Ross et al. [58], BOSS LOWZ+CMASS pour Alam et al. [24] et forêt-Ly α auto+cross pour cette étude.

Pour la mesure du χ^2 , nous faisons la supposition que les erreurs sont gaussiennes. Nous prenons en compte la corrélation entre les différents points de mesures de chaque expérience en utilisant la matrice de corrélation. En revanche, nous négligeons la corrélation entre les différentes expériences.

Les résultats des paramètres de l'ajustement du modèle Λ CDM plat sont donnés dans le tableau 7.3. La première ligne donne les résultats en utilisant toutes les mesures de BAO sans inclure celles des Ly α . La seconde ligne donne l'apport de la mesure des Ly α . La troisième ligne donne les valeurs de Planck 2015, où la valeur de $r_d h$ selon cette cosmologie est calculée à l'aide de CAMB [5]. Nous voyons ainsi que l'ajout des Ly α permet d'obtenir une mesure de $\Omega_{m,0}$ aussi précise que celle de Planck 2015. Les deux mesures sont compatibles à mieux que deux σ .

Données	$\Omega_{m,0}$	$\Omega_{\Lambda,0}$	$\Omega_{k,0}$	$r_d h$
Tous BAO sauf Ly α	0.339 ± 0.044	0.661 ± 0.044	0	99.3 ± 1.9
Tous BAO	0.292 ± 0.016	0.708 ± 0.016	0	101.3 ± 1.4
Planck 2015 Λ CDM	0.315 ± 0.013	0.685 ± 0.013	0	99.17

TABLE 7.3 Mesure des paramètres du modèle Λ CDM plat par cette étude et par Planck 2015 [1]. L'ajustement des BAO possède deux paramètres libres : $\Omega_{m,0}$ et $r_d h$. La densité d'énergie noire est obtenue à l'aide de la relation $\Omega_{\Lambda,0} = 1 - \Omega_{m,0} - \Omega_{k,0}$. L'Univers étant plat, la courbure est fixée à $\Omega_{k,0} = 0$.

7.1.2 Paramètres cosmologiques de $o\Lambda$ CDM

L'ensemble des mesures de BAO permet de tester des modèles alternatifs au modèle Λ CDM plat. Nous présentons ici une extension appelée $o\Lambda$ CDM. Dans ce modèle, l'univers n'est pas plat. C'est-à-dire que $\Omega_{m,0} + \Omega_{\Lambda,0} \neq 1$, et ainsi $\Omega_{k,0} = 1 - \Omega_{m,0} - \Omega_{\Lambda,0} \neq 0$. Nous ajustons alors trois paramètres au lieu de deux comme pour le modèle Λ CDM. Ces paramètres sont $\Omega_{m,0}$, $\Omega_{k,0}$ et $r_d h$.

Le tableau 7.4 donne les résultats de l'ajustement de ces trois paramètres. L'importante différence de précision de mesure entre ces deux ajustements montre l'apport des forêts-Ly α . Ceci s'explique par le grand bras de levier de notre mesure qui se situe à un redshift important, $z = 2.40$, en comparaison aux autres mesures de BAO. La mesure de la courbure de l'univers est compatible avec zéro, et les densités d'énergie noire et de matière noire sont compatibles avec les paramètres de Λ CDM plat de Planck 2015.

La figure 7.3 donne les contours de probabilité à 1, 2 et 3 σ pour l'ajustement des mesures de BAO par le modèle $o\Lambda$ CDM dans le plan $(\Omega_{m,0}, \Omega_{\Lambda,0})$. Les courbes vertes donnent l'ajustement de toutes les mesures de BAO, excepté celle des forêts-Ly α , les courbes rouges ajoutent la mesure des forêts-Ly α . L'apport des forêts-Ly α est très visible sur cette figure dans le passage des contours verts aux contours rouges.

Données	$\Omega_{m,0}$	$\Omega_{\Lambda,0}$	$\Omega_{k,0}$	$r_d h$
Tous BAO sauf Ly α	0.54 ± 0.22	0.86 ± 0.22	-0.40 ± 0.43	99.0 ± 1.9
Tous BAO	0.309 ± 0.022	0.789 ± 0.067	-0.098 ± 0.081	102.3 ± 1.6
Planck 2015 Λ CDM	0.315 ± 0.013	0.685 ± 0.013	0	99.17

TABLE 7.4 Mesure des paramètres du modèle $\text{o}\Lambda\text{CDM}$. La première ligne donne les résultats sans inclure la mesure de BAO avec les forêts-Ly α , la seconde ligne donne les résultats en l'incluant. Par soucis de comparaison, les résultats du modèle ΛCDM plat de Planck 2015 sont donnés dans la troisième ligne. L'ajustement des BAO possède trois paramètres libres : $\Omega_{m,0}$, $\Omega_{k,0}$ et $r_d h$. La densité d'énergie noire est obtenue à l'aide de la relation $\Omega_{\Lambda,0} = 1 - \Omega_{m,0} - \Omega_{k,0}$.

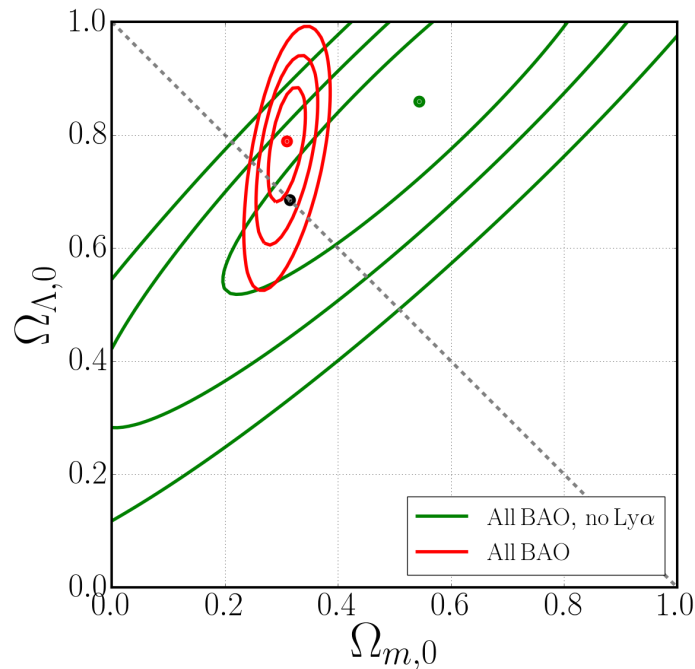


FIGURE 7.3 Contours de $\Delta\chi^2$ à 1, 2 et 3 σ pour l'ajustement des mesures de BAO par le modèle $\text{o}\Lambda\text{CDM}$. Les courbes vertes donnent l'ajustement de toutes les mesures de BAO, excepté celle des forêts-Ly α , les courbes rouges ajoutent la mesure des forêts-Ly α . La courbe grise donne les différents modèles ΛCDM plat. Le point noir correspond aux résultats de Planck 2015 pour le modèle ΛCDM plat.

7.2 Autres paramètres

Un des grands progrès apportés par cette analyse est la modélisation de la distorsion des fonctions de corrélation par la matrice de distorsion. Cette modélisation permet ainsi d’ajuster des modèles physiques à la fonction de corrélation. Cela ouvre en fin de compte la voie à différents tests et mesures de paramètres autres que ceux de l’échelle BAO.

Le but de cette section n’est pas de présenter de manière exhaustive tous ces tests et mesures que nous avons effectués durant cette thèse, mais seulement d’en donner trois exemples.

7.2.1 Vitesse des raies d’émission du quasar

Lors de l’étude de la fonction de corrélation croisée des quasars de BOSS DR11 [36], il était déjà compris que la fonction de corrélation était décalée selon la ligne de visée. Ce décalage est lié à l’erreur systématique sur la mesure du redshift du quasar. En effet, il n’est pas aisé de mesurer le redshift d’un quasar, même pour des données à haut signal sur bruit.

Comme expliqué dans la section 1.4.1.2, les différentes raies d’émission sont utilisées pour mesurer le redshift du quasar. Or, ces raies correspondent à différents éléments, qui ne possèdent pas la même vitesse. Ainsi, même si au premier ordre mesurer le redshift du quasar à l’aide de la raie MgII est équivalent à le mesurer avec la raie du CIV, au second ordre ces deux redshifts sont impactés par la projection de la vitesse des deux gaz sur la ligne de visée. Ainsi, pour chaque raie, si le vrai redshift est noté z^v , alors le redshift mesuré à l’aide d’une raie est donné par :

$$z_{line}^m = z^v + (1 + z^v) \frac{v_{line,k}}{c}, \quad (7.3)$$

où l’indice k indique la direction de la ligne de visée.

Dans le catalogue DR12Q [11], six redshifts différents sont donnés. Trois correspondent à la mesure de la position d’une raie d’émission Z_CIV, Z_CIII et Z_MgII, et trois correspondent à des mesures plus complexe : Z_VI, Z_PIPE et Z_PCA. Ces trois dernières estimations du redshift sont calibrées sur la raie du MgII.

Nous pouvons réécrire le redshift mesuré comme la contribution du vrai redshift z_q^v et de l’erreur systématique Δz_i . Nous avons alors que pour chaque quasar q , le redshift mesuré par l’une des

six méthodes i est donné par :

$$z_{q,i}^m = z_q^v + \Delta z_i. \quad (7.4)$$

La fonction de corrélation croisée entre les pixels de la forêt-Ly α et la distribution de quasars permet de mesurer l'erreur systématique de chacune des six méthodes. Cette erreur systématique se présente tout simplement comme un décalage de la fonction de corrélation selon la composante parallèle à la ligne de visée. La figure 7.4 montre la fonction de corrélation croisée. Dans cette figure, le maximum de corrélation est décalé d'environ 3 à 4 bins du coté des séparations $r_{\parallel} > 0 h^{-1}$ Mpc.

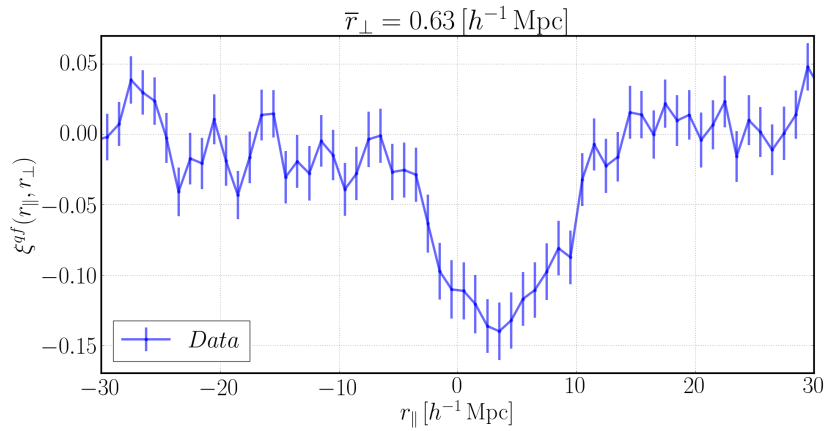


FIGURE 7.4 Mesure de la fonction de corrélation croisée entre les pixels de la forêt-Ly α et la distribution de quasars. La corrélation est donnée pour un binning de $1 h^{-1}$ Mpc pour les séparations $r_{\perp} \in [0, 1] h^{-1}$ Mpc.

L'ajustement de la fonction de corrélation permet de prendre en compte les différents effets qui contribuent à cette asymétrie : contribution des métaux, redshift moyen dans le bin... Cet ajustement est le même que celui permettant de mesurer l'échelle BAO. Il est présenté dans le chapitre 5. Le tableau 7.5 donne les résultats de ces erreurs systématiques pour les six mesures différentes du redshift des quasars. Dans le modèle, nous ajustons une différence de séparation parallèle $\Delta r_{\parallel,q} [h^{-1}$ Mpc]. Ce paramètre peut être converti en une vitesse parallèle, $\Delta v_{\parallel,q} [\text{km s}^{-1}]$, à l'aide de la relation :

$$\Delta v_{\parallel,QSO} = \frac{H(z_{\text{eff}})}{1 + z_{\text{eff}}} \Delta r_{\parallel,QSO}, \quad (7.5)$$

qui donne à $z_{\text{eff}} = 2.40$:

$$\Delta v_{\parallel,QSO} = 106.25 \Delta r_{\parallel,QSO}. \quad (7.6)$$

Nous donnons aussi ce décalage en terme d'erreur systématique sur le redshift.

Redshift type	N_q $z \in [1.7, 5.8]$	z_{eff}	$\Delta r_{\parallel,q}$ [h^{-1} Mpc]	$\Delta v_{\parallel,q}$ [km s $^{-1}$]	$10^3 \Delta z_q$
Z_VI	216,427	2.41	-0.94 ± 0.14	-229 ± 34	-1.14 ± 0.17
Z_PIPE	216,931	2.41	-1.23 ± 0.17	-297 ± 41	-1.48 ± 0.20
Z_PCA	214,800	2.41	-1.41 ± 0.13	-343 ± 31	-1.71 ± 0.15
Z_CIV	201,852	2.40	-3.78 ± 0.14	-921 ± 35	-4.56 ± 0.17
Z_CIII	194,864	2.41	-3.59 ± 0.16	-872 ± 40	-4.34 ± 0.20
Z_MgII	92,610	2.25	-1.48 ± 0.22	-404 ± 59	-1.67 ± 0.25

TABLE 7.5 Résultat de l'ajustement de la fonction de corrélation croisée pour six méthodes différentes de mesure du redshift des quasars.

Ce tableau montre ainsi que, comme l'indique la figure 7.4, ce décalage est non-nul. Il est de l'ordre de $-1 h^{-1}$ Mpc pour les redshifts : Z_VI, Z_PIPE, Z_PCA et Z_MgII. Il est très grand, de l'ordre de $-4 h^{-1}$ Mpc, pour Z_CIV et Z_CIII.

Ces mesures nous donnent notamment deux informations :

- La mesure du redshift à partir de la raie MgII est moins biaisée que la mesure à partir de la raie CIV. Cela est lié aux différentes projections des vitesses propres des gaz selon la ligne de visée. Notre mesure permet ainsi de calibrer les différentes techniques de mesures de redshift par le télescope.
- Nos mesures de décalage de la fonction de corrélation ouvrent la voie à une mesure absolue des vitesses des différents gaz dans les quasars. À notre connaissance, seules des mesures relatives étaient possibles.

7.2.2 Biais des quasars

Dans l'ajustement de la fonction de corrélation croisée, il y a une dégénérescence entre les biais et beta des deux principaux traceurs : forêts-Ly α et quasars. Ces quatre paramètres agissent sur le spectre de puissance de la matière comme cela est exprimé par l'équation 5.12. L'ajout de la mesure de l'auto-corrélation permet de briser cette dégénérescence. Nous sommes ainsi en capacité de mesurer notamment le biais des quasars.

Les deux études précédentes de la corrélation croisée des quasars de BOSS : Font-Ribera et al. [45] et Font-Ribera et al. [36] donnent des estimations du biais des quasars à partir des forêts-Ly α . Ces études tentaient de prendre en compte la distorsion de la fonction de corrélation par des fonctions de broadbands. Or ces broadbands sont très corrélés avec la valeur des biais. Ces études donnent ainsi seulement un ordre de grandeur. Il est tout de même intéressant de noter

que les résultats de ces deux articles sont en assez bon accord avec les résultats d'autres études, notamment Croom et al. [13].

L'étude de ce manuscrit arrive avec succès à prendre en compte la distorsion de la fonction de corrélation. Ainsi, la mesure présentée ici dépend beaucoup moins des fonctions de broadbands. Pour autant, il reste à démontrer avec les simulations la capacité de notre analyse à mesurer le biais des quasars sans erreur systématique. De plus, la mesure est très dépendante du modèle ajusté sur les données. C'est-à-dire que, par exemple, selon si nous prenons en compte la présence de la vitesse propre non-linéaire des quasars ou non, la valeur du biais change significativement. En fin de compte, le modèle présenté dans le chapitre 5, donne :

$$b_q(z = 2.40) = 3.70 \pm 0.12 \text{ (stat.)}. \quad (7.7)$$

La figure 7.5 présente cette mesure avec l'erreur à 1 sigma à $z_{\text{eff}} = 2.40$. Sur cette même figure nous donnons les résultats d'autres analyses utilisant l'auto-corrélation des quasars dans plusieurs relevés.

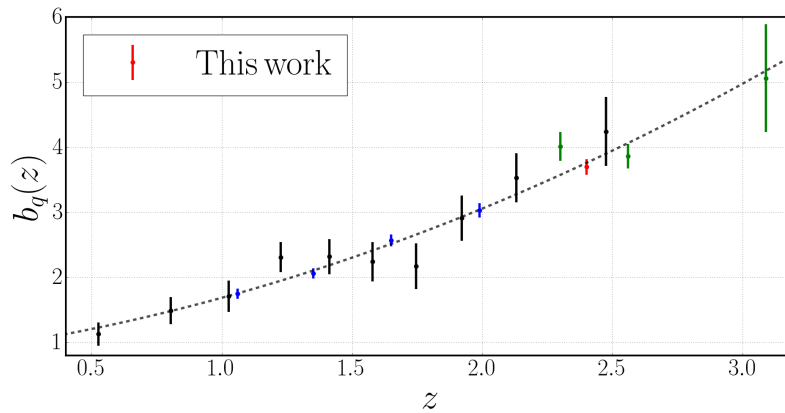


FIGURE 7.5 Mesure de l'évolution du biais b_q des quasars avec le redshift. Le point rouge donne la mesure de cette analyse à partir de la combinaison de la fonction de corrélation croisée et de l'auto-corrélation. Les autres points proviennent de l'analyse de la fonction d'auto-corrélation des quasars dans différents relevés : 2dF pour les points noirs par Croom et al. [13], BOSS pour les points verts par Laurent et al. [7], eBOSS pour les points bleus par Laurent et al. [8]. La ligne tiretée donne le fit de l'ensemble des données par une fonction ad-hoc (eqn. 7.8).

L'évolution du biais des quasars avec le redshift est modélisée dans cette analyse par une fonction ad-hoc. Cette fonction, présentée dans Croom et al. [13], décrit correctement les données.

$$b_q(z) = b_{0,q} + b_{2,q}(1+z)^2. \quad (7.8)$$

Elle est ajustée en négligeant les faibles corrélations entre les différents points de mesures et en supposant des erreurs gaussiennes. Le tableau 7.6 donne le résultat des deux paramètres pour l'ajustement des données de 2dF [13] dans la première ligne. La seconde ligne donne l'ajustement de l'ensemble des résultats de l'auto-corrélation des quasars de BOSS (Laurent et al. [7]) et de l'auto-corrélation des quasars de eBOSS (Laurent et al. [8]). La troisième ligne ajoute aux mesures précédentes de BOSS et eBOSS, la mesure de la combinaison de l'auto-corrélation des Ly α et de la mesure de corrélation croisée des Ly α avec les quasars (cette analyse). Les résultats sont compatibles et l'ajout de notre analyse mesure plus précisément l'évolution en redshift.

Données	$b_{0,q}$	$b_{2,q}$	$\chi^2_{\min}/(N_{bin} - N_{param}), proba$	$\rho_{0,2}$
2dF	0.54 ± 0.19	0.289 ± 0.035	$5.92/(10 - 2), p = 0.66$	-0.90
[(e)BOSS] _{qso}	0.57 ± 0.13	0.278 ± 0.018	$5.71/(7 - 2), p = 0.34$	-0.94
[(e)BOSS] _{qso} + Ly α	0.60 ± 0.11	0.272 ± 0.015	$6.00/(8 - 2), p = 0.42$	-0.94

TABLE 7.6 Résultat de l'ajustement de l'évolution du biais des quasars par la fonction ad-hoc : $b_q(z) = b_{0,q} + b_{2,q}(1+z)^2$ pour les données de 2dF, puis de [(e)BOSS]_{qso}, puis de [(e)BOSS]_{qso} + Ly α . Le tableau donne les deux paramètres, le χ^2 et la probabilité associée, et la corrélation entre les deux paramètres.

Notre mesure du biais dépend de la borne inférieure de l'intervalle d'ajustement, comme illustré par la figure 7.6. La dépendance est importante à petit r_{\min} , et beaucoup moins pour des valeurs plus importantes de cette borne d'intervalle. Cette tendance peut s'expliquer par différents effets non pris en compte aux petites échelles.

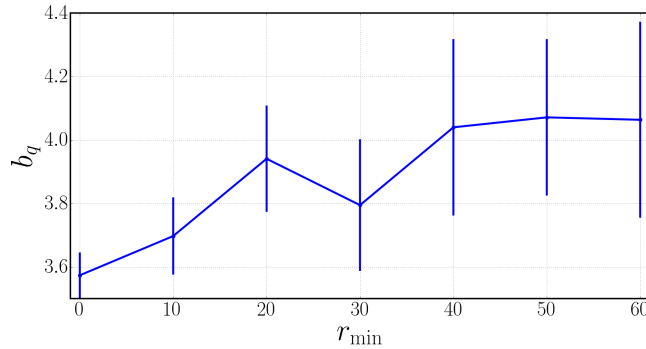


FIGURE 7.6 Évolution, mesurée dans ce manuscrit, du biais des quasars b_q au redshift effectif $z_{\text{eff}} = 2.40$ avec la borne inférieure de l'intervalle d'ajustement.

En conclusion, l'ajustement combiné de la fonction de corrélation croisée forêts-Ly α - quasars avec la fonction d'auto-corrélation des forêts-Ly α permet de mesurer le biais des quasars à un redshift $z_{\text{eff}} = 2.40$. Cette mesure est très compétitive par rapport aux autres mesures utilisant la fonction d'auto-corrélation des quasars. Seulement, elle est plus sensible au choix du modèle

ajusté sur les données ainsi qu'à l'intervalle de l'ajustement. Ces deux aspects indiquent que plus de travail est nécessaire pour réaliser cette mesure avec une grande fiabilité.

7.2.3 Taux de croissance des structures

De manière similaire à la mesure du biais des quasars, l'ajustement combiné de l'auto-corrélation et de la corrélation croisée permet de lever la dégénérescence sur les biais et les beta et ainsi de mesurer le taux de croissance des structures. Dans la pratique, l'ajustement est fait sur les deux paramètres b_q et f , voir équation 5.13. Le paramètre de RSD, β_q , est déduit de ces deux paramètres par $\beta_q = f/b_q$.

Le taux de croissance des structures est $f(z = 2.40) = 0.97076$ dans la cosmologie de Planck 2015, où nous utilisons l'approximation de Linder and Cahn [60] : $f(z) = \Omega_m(z)^{0.55}$. De manière similaire à la mesure des oscillations acoustiques de baryons, nous ne mesurons pas $f(z_{\text{eff}})$ mais $f(z_{\text{eff}}) \times [\sigma_8(z_{\text{eff}})]_{\text{meas.}}/[\sigma_8(z_{\text{eff}})]_{\text{fid.}}$, où la cosmologie fiducielle est donnée par celle de Planck 2015. De plus, notre mesure est dans le cadre de Λ CDM qui suppose la relativité générale valide.

Ce taux de croissance, en plus d'être très corrélé avec les autres paramètres, dépend fortement du modèle ajusté aux données ainsi que de l'intervalle d'ajustement. Dans l'ajustement actuel, il est mesuré à moins de deux σ de la valeur attendue :

$$f(z = 2.40) \times \frac{[\sigma_8(z = 2.40)]_{\text{meas.}}}{[\sigma_8(z = 2.40)]_{\text{fid.}}} = 1.43 \pm 0.31(\text{stat.}). \quad (7.9)$$

Cette mesure est corrélée à plus de -90% avec le biais des quasars b_q , à plus de 80% avec $\sigma_{v,q}$ et également à plus de -0.70% avec $b_{\Gamma,q}$. De plus, la valeur obtenue par l'ajustement dépend de la borne inférieure de l'intervalle d'ajustement.

La figure 7.7 montre l'évolution du facteur de croissance des structures f avec la borne inférieure de l'intervalle d'ajustement. La dépendance de f avec r_{min} et sa corrélation avec b_q sont surtout importantes à $r_{\text{min}} < 20 h^{-1}$ Mpc. Cette évolution est semblable à l'évolution du biais des quasars donnée en figure 7.6. Cette tendance peut s'expliquer par différents effets non pris en comptes aux petites échelles.

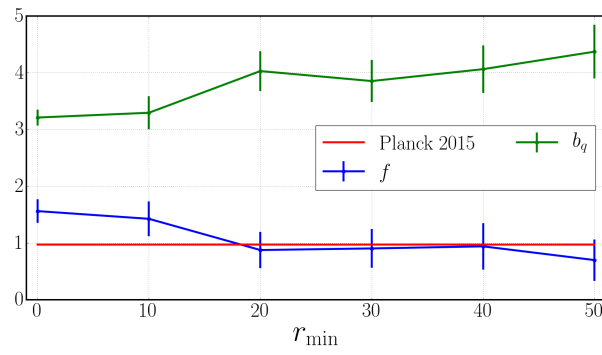


FIGURE 7.7 Évolution du facteur de croissance des structures f au redshift effectif $z_{\text{eff}} = 2.40$ avec la borne inférieure de l'intervalle d'ajustement. Sur la même figure, est présenté l'évolution du biais des quasars ainsi que la valeur attendue pour f selon la cosmologie de Planck 2015.

Il est très important de noter qu'un travail important devrait être réalisé dans le futur, notamment à partir des simulations, afin de pouvoir comprendre les différentes sources possibles de systématiques sur cette mesure. Seul un tel travail permettrait de rendre cette mesure fiable.

Conclusion

Ce manuscrit avait pour but principal la mesure de l'échelle des oscillations acoustiques de baryons. Nous avons ainsi tenté ici de donner tous les détails de l'analyse développée pendant les trois ans de cette thèse. Après un bref résumé de la théorie nécessaire à notre étude, nous avons détaillé la méthode d'extraction du signal et le processus d'ajustement de notre mesure. Nous avons ensuite confirmé la fiabilité de cette mesure à l'aide de simulations. Enfin, nous avons pu montrer comment les BAO permettent de mesurer les paramètres cosmologiques du modèle standard de la cosmologie Λ CDM, et d'une de ses extensions $\omega\Lambda$ CDM.

Cette étude présente le premier ajustement entièrement physique de la fonction de corrélation croisée des forêts- $\text{Ly}\alpha$ avec la distribution des quasars. Ce progrès nous permet de mieux contraindre la forme générale de la fonction de corrélation et ainsi de mieux contrôler les possibles sources de systématique sur la valeur et l'erreur des paramètres BAO. Un tel progrès est très important pour nous convaincre et convaincre la communauté que nous comprenons notre mesure. De plus, cela ouvre une nouvelle fenêtre sur la mesure d'autres paramètres cosmologiques et astrophysiques. Nous avons donné quelques exemples de ces paramètres : erreur de mesure du redshift des quasars, biais des quasars et taux de croissance des structures.

Un des grands apports de cette étude est également une meilleure compréhension de la matrice de covariance des données. Ceci est rendu possible par le développement de différentes techniques : le sous-échantillonnage, le mélange des forêts, la décomposition en différents diagrammes et la variance des simulations.

Un autre grand apport de cette étude est le développement et l'analyse de simulations des différentes mesures liées aux forêts- $\text{Ly}\alpha$. Ce développement nous permet de valider les différentes étapes de notre mesure, notamment la matrice de covariance, l'ajustement du continu du quasar, la prise en compte des métaux... Surtout, elles nous permettent aussi de démontrer que notre mesure de BAO est sans biais et que l'estimation des erreurs est correcte.

Les fluctuations de transmission du flux des quasars présent dans les forêts- $\text{Ly}\alpha$ nous ont permis ainsi d'obtenir une mesure de l'échelle BAO à un redshift de $z = 2.4$. Hormis le CMB, aucune autre mesure de BAO n'existe à un redshift aussi grand. Notre analyse des données de SDSS-III montre que cette mesure est en léger décalage par rapport aux mesures effectuées sur le fond diffus cosmologique. Ce décalage n'est pas encore significatif et peut être simplement expliqué par des fluctuations statistiques.

Plus de données permettront dans un proche futur une meilleure mesure des BAO à la même gamme de redshift. Pour cela, SDSS-IV est en cours d'opération et DESI (Dark Energy Spectroscopic Instrument) est en développement. Notre mesure étant limitée par les données, ces deux expériences permettront de l'affiner. Déjà, l'analyse des données de SDSS-IV se révèle utile et prometteuse. De plus, ce travail est loin d'être fini et il reste beaucoup de place pour une mesure plus précise et mieux contrôlée. Ainsi par exemple, l'ajout de la fonction d'auto-corrélation des quasars à l'ajustement combiné permettra de mieux mesurer la physique des quasars (temps de vie, vitesses propres non-linéaires. . .) et contraindra plus précisément la forme de la fonction de corrélation. D'autres axes d'amélioration sont à approfondir : la compréhension de la grille de coordonnées de la mesure, la grille des métaux, l'impact des DLA et des BAL, la matrice de corrélation entre la corrélation croisée et l'auto-corrélation. . .

Avec les données actuelles nous nous sommes focalisés sur la mesure des BAO à l'aide des forêts- $\text{Ly}\alpha$ et des quasars. Pourtant, ces mêmes données peuvent permettre beaucoup d'autres mesures. Ainsi, il est sûrement possible de faire une mesure de BAO en utilisant d'autres forêts, comme celle du magnésium-II, ou bien d'autres traceurs ponctuels comme les galaxies. Il serait intéressant également d'essayer de mesurer le taux de croissance des structures avec les forêts- $\text{Ly}\alpha$ et les quasars. Une telle mesure à un redshift de $z > 2$ n'existe pas pour le moment. Enfin, une mesure précise des biais et des paramètres RSD des différents traceurs permettra de mieux comprendre une partie de leur physique.

Il nous reste ainsi beaucoup de code à écrire, de grandeurs à mesurer et de physiques à comprendre.

Annexe A

Listes des raies d'émission et d'absorption

A.1 Raies du ciel

Dans le tableau A.1 nous dressons une liste non exhaustive des raies d'émission et d'absorption présentes dans les spectres du télescope SDSS. Ces raies sont dues soit à l'atmosphère soit à la Voie lactée. Certains champs du tableau sont vides en raison du manque d'information. Certaines de ces raies sont listées sur le site de SDSS¹.

A.2 Raies d'émission des spectres de quasars

Dans le tableau A.2 nous dressons une liste non exhaustive des raies d'émission présentes dans les spectres de quasars. La longueur d'onde des raies est donnée dans Morton [61].

A.3 Raies d'absorption des spectres de quasars

Dans le tableau A.3 nous dressons la liste des raies d'absorption observées dans les spectres de quasars. Cette liste a été établie à l'aide des raies d'absorption empilées présentées dans Pieri

1. <http://classic.sdss.org/dr6/algorithms/linestable.html>

Raie	Type	$\lambda_{\text{Obs.}} [\text{\AA}]$	$\lambda_{\text{Obs.,min}} [\text{\AA}]$	$\lambda_{\text{Obs.,max}} [\text{\AA}]$
			3615	3619
Ca (K)	absorption	3934.777	3932	3937
Ca (H)	absorption	3969.588	3966	3972
			4042	4050
			4357	4362
			5458	5467
	ciel	5578.5	5573	5585
			5682	5695
Na	absorption	5895.6	5885	5902
			6235	6241
			6256	6263
	ciel	6301.7	6296	6311
			6320	6334
			6362	6369
			6498	6502
			6554	6557
			6825	6840
			6862	6870
			6922	6928
			6948	6954
			6977	6982
			9336	9344
			9369	9383
			9435	9449
			9460	9465
			9695	9705

TABLE A.1 Liste non exhaustive des raies d'émission et d'absorption du ciel dans les spectres de SDSS. Les deux dernières colonnes donnent l'intervalle de longueurs d'onde à rejeter des données.

Raie	Notation	$\lambda_{\text{R.F.}} [\text{\AA}]$
Lyman β	Ly β	1025.72
Lyman α	Ly α	1215.67
Silicium IV	SiIV(1394)	1393.76018
Silicium IV	SiIV(1403)	1402.77291
Carbone IV	CIV(1548)	1548.2049
Carbone IV	CIV(1551)	1550.77845
Carbone III	CIII(1909)	1908.734
Magnesium II	MgII(2796)	2796.3511
Magnesium II	MgII(2804)	2803.5324

TABLE A.2 Liste non exhaustive des raies d'émission dans les spectres de quasars. La longueur d'onde est donnée dans le référentiel propre du quasar et dans le vide.

et al. [43] ainsi que dans York et al. [62] et dans Mas-Ribas et al. [63]. La valeur précise des longueurs d'onde provient de la base de donnée présentée en Morton [61].

Ces raies sont associées aux corrélations détectées dans la fonction de corrélation 1D : $\xi^{ff,1D}$. Cette fonction donne la corrélation entre deux pixels de la même forêt. Dans ce tableau nous donnons également la définition des fins des forêts-MgII, CIV, SiIV, Ly α et Ly β . Toutes les corrélations présentes dans la corrélation 1D sont alors données par la liste des raies de longueur d'onde supérieures à celles de la fin de la forêt.

Cette liste non exhaustive a été construite à partir des corrélations observées dans les différentes corrélations 1D. Par exemple les corrélations CIV - CIV, Ly α - Ly α et CIV - Ly α .

Raie	Notation	$\lambda_{R.F.}$ [Å]
Magnésium I	MgI(2853)	2852.96
Magnésium II	MgII(2804)	2803.5324
Magnésium II	MgII(2797)	2796.3511
Fer II	FeII(2600)	2600.1724835
Fer II	FeII(2587)	2586.6495659
Manganèse II	MnII(2577)	2576.877
Fer II	FeII(2383)	2382.7641781
Fer II	FeII(2374)	2374.4603294
Fer II	FeII(2344)	2344.2129601

fin forêt-MgII : 2100

Aluminium II	AlII(1671)	1670.7886
Fer II	FeII(1609)	1608.4511
Carbone IV	CIV(1551)	1550.77845
Carbone IV	CIV(1548)	1548.2049
Silicium II	SiII(1527)	1526.70698

fin forêt-CIV : 1410

Silicium IV	SiIV(1403)	1402.77291
Silicium IV	SiIV(1394)	1393.76018

Carbone II	CII(1335)	1335.
Silicium II	SiII(1304)	1304.3702
Oxygène I	OI(1302)	1302.1685

fin forêt-SiIV : 1286

Silicium II	SiII(1260)	1260.4221
Azote V	NV(1243)	1242.804
Azote V	NV(1239)	1238.821
Lyman α	Ly α	1215.67
Silicium III	SiIII(1207)	1206.500
Silicium II	SiII(1193)	1193.2897
Silicium II	SiII(1190)	1190.4158

fin forêt-Ly α : 1040

Lyman β	Ly β	1025.72
Lyman γ	Ly γ	972.537
Lyman δ	Ly δ	949.7431
Lyman ϵ	Ly ϵ	937.8035
Lyman break	LyBreak	912

fin forêt-Ly β : 800

TABLE A.3 Liste des raies d'absorption observées dans les spectres de quasars. La définition des fins de forêts utilisée dans ce manuscrit est indiquée. Les longueurs d'onde sont données dans le référentiel propre du quasar, dans le vide.

Annexe B

Définition des forêts

B.1 Définition des différentes forêts

Dans les tableaux suivants nous donnons la définition des différentes grandeurs utiles à la définition d'une forêt d'absorption. Les variables ont été définies soit dans la littérature standard quand elle existe, soit par l'auteur. Le nombre maximum de pixels SDSS est donné par la résolution du spectrographe. L'intervalle en redshift des pixels est défini par la longueur d'onde de la raie d'absorption, ainsi que par l'intervalle en longueur d'onde observé : $\lambda_{\text{Obs.}} \in [3600, 7235] \text{ \AA}$. L'intervalle en redshift des quasars est défini par l'intervalle en redshift des pixels, la distance maximum calculée : $d_{\text{max}} = 200 h^{-1} \text{ Mpc}$ et la cosmologie de Planck 2015. Ce dernier intervalle est maximisé afin de ne perdre aucune paire pixel - quasar tout en limitant le temps de calcul des différents algorithmes.

Variable	Notation	Valeur
Définie		
Raie d'absorption	$\lambda_{R.F.,line}$	1025.72
Bordure inférieure de la forêt	$\lambda_{R.F.,min}$	800
Bordure supérieure de la forêt	$\lambda_{R.F.,max}$	1020
Bordure inférieure de l'intervalle de normalisation	$\lambda_{R.F.,n,min}$	1050
Bordure supérieure de l'intervalle de normalisation	$\lambda_{R.F.,n,max}$	1060
Dérivée		
Nombre maximum de pixels SDSS	N_{pixel}	1085
Redshift minimum des pixels	$z_{p,min}$	2.51
Redshift maximum des pixels	$z_{p,max}$	6.05
Redshift minimum des quasars	$z_{q,min}$	2.19
Redshift maximum des quasars	$z_{q,max}$	7.08

TABLE B.1 Définition de la forêt-Ly β . Les longueurs d'onde sont en Ångström.

Variable	Notation	Valeur
Définie		
Raie d'absorption	$\lambda_{R.F.,line}$	1215.67
Bordure inférieure de la forêt	$\lambda_{R.F.,min}$	1040
Bordure supérieure de la forêt	$\lambda_{R.F.,max}$	1200
Bordure inférieure de l'intervalle de normalisation	$\lambda_{R.F.,n,min}$	1275
Bordure supérieure de l'intervalle de normalisation	$\lambda_{R.F.,n,max}$	1295
Dérivée		
Nombre maximum de pixels SDSS	N_{pixel}	647
Redshift minimum des pixels	$z_{p,min}$	1.96
Redshift maximum des pixels	$z_{p,max}$	4.95
Redshift minimum des quasars	$z_{q,min}$	1.71
Redshift maximum des quasars	$z_{q,max}$	5.74

TABLE B.2 Définition de la forêt-Ly α . Les longueurs d'onde sont en Ångström.

Variable	Notation	Valeur
Définie		
Raie d'absorption	$\lambda_{R.F.,line}$	1393.76018
Bordure inférieure de la forêt	$\lambda_{R.F.,min}$	1286
Bordure supérieure de la forêt	$\lambda_{R.F.,max}$	1380
Bordure inférieure de l'intervalle de normalisation	$\lambda_{R.F.,n,min}$	1415
Bordure supérieure de l'intervalle de normalisation	$\lambda_{R.F.,n,max}$	1425
Dérivée		
Nombre maximum de pixels SDSS	N_{pixel}	326
Redshift minimum des pixels	$z_{p,min}$	1.58
Redshift maximum des pixels	$z_{p,max}$	4.20
Redshift minimum des quasars	$z_{q,min}$	1.37
Redshift maximum des quasars	$z_{q,max}$	4.83

TABLE B.3 Définition de la forêt-SiIV. Les longueurs d'onde sont en Ångström.

Variable	Notation	Valeur
Définie		
Raie d'absorption	$\lambda_{R.F.,line}$	1548.2049
Bordure inférieure de la forêt	$\lambda_{R.F.,min}$	1410
Bordure supérieure de la forêt	$\lambda_{R.F.,max}$	1530
Bordure inférieure de l'intervalle de normalisation	$\lambda_{R.F.,n,min}$	1600
Bordure supérieure de l'intervalle de normalisation	$\lambda_{R.F.,n,max}$	1630
Dérivée		
Nombre maximum de pixels SDSS	N_{pixel}	373
Redshift minimum des pixels	$z_{p,min}$	1.33
Redshift maximum des pixels	$z_{p,max}$	3.67
Redshift minimum des quasars	$z_{q,min}$	1.14
Redshift maximum des quasars	$z_{q,max}$	4.22

TABLE B.4 Définition de la forêt-CIV. Les longueurs d'onde sont en Ångström.

Variable	Notation	Valeur
Définie		
Raie d'absorption	$\lambda_{R.F.,line}$	2796.3511
Bordure inférieure de la forêt	$\lambda_{R.F.,min}$	2100
Bordure supérieure de la forêt	$\lambda_{R.F.,max}$	2790
Bordure inférieure de l'intervalle de normalisation	$\lambda_{R.F.,n,min}$	2860
Bordure supérieure de l'intervalle de normalisation	$\lambda_{R.F.,n,max}$	2880
Dérivée		
Nombre maximum de pixels SDSS	N_{pixel}	1240
Redshift minimum des pixels	$z_{p,min}$	0.29
Redshift maximum des pixels	$z_{p,max}$	1.59
Redshift minimum des quasars	$z_{q,min}$	0.18
Redshift maximum des quasars	$z_{q,max}$	1.82

TABLE B.5 Définition de la forêt-MgII. Les longueurs d'onde sont en Ångström.

Annexe C

Calculs et résultats

Le but de cette annexe est de donner des calculs et des résultats qui n'ont pas leur place dans le cœur de la thèse.

C.1 Nombre de paramètres dans l'ajustement du continu du quasar

Dans l'analyse présentée en section 3.2, le continu d'un quasar est modélisé par l'équation 3.6, qui comporte deux paramètres libres. Nous discutons ici de la raison qui nous pousse à nous limiter à seulement deux paramètres.

Si nous possédons un assez grand nombre de forêts, nous pouvons modéliser le continu de chacune d'elle par :

$$C_f^{model,N}(\lambda) = \bar{C}(\lambda) \left[1 + \sum_{i=0}^N a_{f,i} \left(\frac{\lambda - \bar{\lambda}}{\bar{\lambda}} \right)^i \right], \quad (C.1)$$

où f est l'indice d'une forêt, N le degré de l'expansion polynomiale, $\bar{C}(\lambda)$ la moyenne du flux mesurée sur toutes les forêts et $a_{f,i}$ le coefficient de l'expansion. Ces coefficients sont déterminés par une minimisation de χ^2 ou bien par inversedes matrices.

Si nous notons $C_f^{measured}(\lambda)$ le flux mesuré de la forêt à la longueur d'onde λ et $e_f^{measured}(\lambda)$ son erreur, nous pouvons définir la somme de χ^2 par :

$$S^N = \sum_f \left(\frac{C_f^{measured} - C_f^{model,N}}{e_f^{measured}} \right)^2 \quad (C.2)$$

Pour un modèle sans paramètre libre, i.e. $C_f^{model,N}(\lambda) = \overline{C}(\lambda)$, où donc tous les quasars sont supposés posséder la même forêt, nous pouvons calculer S^{init} . Puis, nous pouvons complexifier le modèle de continu en ajoutant successivement un paramètre et calculer à chaque étape la somme S^N . Les résultats de ce calcul sont présentés dans le tableau C.1.

N	S^N/S^{init} [%]	S^N/S^{N-1} [%]
0	79.3	79.3
1	74.1	93.4
2	71.7	96.7
3	70.1	97.7
4	68.6	97.9
5	67.4	98.2

TABLE C.1 Comparaisons des valeurs successives de S^N , la somme de χ^2 , pour les quasars de l'analyse de ce manuscrit et pour des degrés de polynôme inférieur à 5. À noter que les spectres ont déjà subit une étape de standardisation.

Du tableau C.1, nous observons que la somme de χ^2 diminue de près de 20% par l'ajout du premier paramètre libre, mais seulement de 7% par l'ajout du deuxième. Ce gain en terme de χ^2 décroît avec l'augmentation du degré du polynôme.

Nous pouvons ainsi conclure de cette analyse qu'alors que l'ajout du premier paramètre dans l'ajustement permet de prendre en compte un effet très important dans la variation des quasars, l'ajout du deuxième paramètre ne prend que peu d'effets en compte. Un ajustement à deux paramètres libres tel que celui de l'équation 3.6 est nettement suffisent.

C.2 Intégrale de la fonction de corrélation $\xi^{ff,1D}$

Nous présentons dans cette section le calcul de l'intégrale de la fonction d'auto-corrélation des pixels d'une même forêt. Celle-ci est égale à :

$$I^{ff,1D} = \int \xi^{ff,1D}. \quad (C.3)$$

Dans cette analyse la fonction de corrélation est calculée à partir de paires discrètes du champ de fluctuation d'adsorption de flux. Ainsi, avec l'équation 4.1, nous avons :

$$I^{ff,1D} = \sum_A \left(\sum_{g=0}^{N_f} \sum_{i=0}^{N_{pixel,g}} \sum_{j=0}^{N_{pixel,g}} \Theta_A^{ij} w_i w_j \delta_i \delta_j \right), \quad (C.4)$$

ce qui peut se réarranger en :

$$Iff,1D = \sum_{g=0}^{N_f} \left[\sum_{i=0}^{N_{pixel,g}} \sum_{j=0}^{N_{pixel,g}} w_i w_j \delta_i \delta_j \sum_A \Theta_A^{ij} \right]. \quad (C.5)$$

La quantité Θ_A^{ij} est égale à 1 si la paire ij est dans le bin A et 0 si elle n'y est pas. Ainsi, $\sum_A \Theta_A^{ij} = 1$, c'est-à-dire que la paire est forcément dans un bin. Nous avons alors :

$$Iff,1D = \sum_{forest} \left[\left(\sum_i w_i \delta_i \right)^2 \right]. \quad (C.6)$$

De plus, grâce à la projection de la section 3.2.4 nous avons $\sum_i w_i \delta_i = 0$ pour chaque forêt. Ainsi l'intégrale de la fonction d'auto-corrélation des pixels de même forêt est nulle :

$$Iff,1D = 0. \quad (C.7)$$

On observe expérimentalement que la soustraction de la moyenne en bin de longueur d'onde observée (section 3.2.5) ne change pas cette égalité. Il sera intéressant dans le futur d'en comprendre exactement, par le calcul, la raison.

C.3 Réduction des paramètres BAO

Afin de comparer différents résultats il est utile d'avoir un seul paramètre BAO plutôt que deux. Ce paramètre est donné par la combinaison des mesures $(\alpha_{\parallel}, \sigma_{\parallel})$ et de $(\alpha_{\perp}, \sigma_{\perp})$ qui maximise la précision. Il est défini par :

$$\alpha_{opt} = \alpha_{\parallel}^{\gamma} \alpha_{\perp}^{1-\gamma}, \quad (C.8)$$

où $\gamma \in [0, 1]$. Nous avons ainsi que pour $\gamma = 1$, $\alpha_{opt} = \alpha_{\parallel}$ et pour $\gamma = 0$, $\alpha_{opt} = \alpha_{\perp}$.

La précision sur α_{opt} est donnée par les précision sur les paramètres BAO ainsi que par la contribution de la corrélation $\rho_{\parallel, \perp}$ ¹ :

$$\left(\frac{\sigma_{opt}}{\alpha_{opt}} \right)^2 \approx \gamma^2 R_{\parallel}^2 + (1-\gamma)^2 R_{\perp}^2 + 2\gamma(1-\gamma) R_{\parallel} R_{\perp} \rho_{\parallel, \perp}, \quad (C.9)$$

1. https://en.wikipedia.org/wiki/Propagation_of_uncertainty

où $R_{\parallel} = \frac{\sigma_{\parallel}}{\alpha_{\parallel}}$ et $R_{\perp} = \frac{\sigma_{\perp}}{\alpha_{\perp}}$. Nous retrouvons bien que pour $\gamma = 1$, $\sigma_{opt} = \sigma_{\parallel}$ et que pour $\gamma = 0$, $\sigma_{opt} = \sigma_{\perp}$.

Ainsi, en minimisant l'équation précédente, nous trouvons le coefficient γ optimal, donné par :

$$\gamma_{opt} \approx \frac{R_{\perp}^2 - R_{\parallel}R_{\perp}\rho_{\parallel,\perp}}{R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2 - 2R_{\parallel}R_{\perp}\rho_{\parallel,\perp}}. \quad (\text{C.10})$$

En appliquant la formule précédente au résultat de l'ajustement combiné de l'auto-corrélation avec la corrélation croisée (voir équations 5.33 et 5.34), nous trouvons :

$$\gamma_{opt} \approx 0.6. \quad (\text{C.11})$$

Nous trouvons ainsi le coefficient qui minimise le rapport précision sur mesure : $\sigma_{opt}/\alpha_{opt}$. Il est possible également de définir ce coefficient comme le résultat qui maximise la précision. Les deux définitions donnent des résultats très similaires.

Annexe D

Filiation doctorale

Cette annexe donne la filiation doctorale du rédacteur de cette thèse, c'est-à-dire la succession de doctorant à directeur de thèse aussi loin que le temps et les archives le permettent.

Degré 0 : Hélion du Mas des Bourboux (2017),

Mesure de l'échelle des oscillations acoustiques de baryons dans la fonction de corrélation des forêts Lyman- α avec la distribution des quasars observés dans le relevé SDSS [64].

Degré 1 : Christophe Yèche (1995),

Étude de la violation de CP et CPT dans l'expérience CPLEAR : mesure du paramètre η_+ par une méthode d'interférence entre K^0 et $\overline{K^0}$ [65].

Degré 2 : Claude Guyot (1985),

Recherche d'oscillations de neutrinos muoniques dans le domaine de différence de masses $0.2 \text{ eV}^2 < \Delta m^2 < 100 \text{ eV}^2$ auprès de l'accélérateur PS du CERN [66].

Degré 3 : René Turlay (1962),

Contribution à l'étude des réactions $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ et $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + n$ aux énergies des maxima de la section efficace totale de l'interaction π -nucléon dans l'état de spin isobarique $T = \frac{1}{2}$ [67].

Degré 4 : André Berthelot (1944),

Contribution à l'étude de l'isométrie nucléaire : étude, par la méthode d'absorption, du rayonnement de conversion interne associé à la transition isomérique du brome 80 [68].

Bibliography

- [1] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astron. and Astrophys.*, 594:A13, 2016. [arXiv:1502.01589](#).
- [2] Riess, A. G., A. V. Filippenko, P. Challis, et al. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *Astronom. J.*, 116:1009–1038, 1998. [astro-ph/9805201](#).
- [3] Perlmutter, S., G. Aldering, G. Goldhaber, et al. Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae. *Astrophys. J.*, 517:565–586, 1999. [astro-ph/9812133](#).
- [4] Lahav, O. and A. R. Liddle. The Cosmological Parameters 2014. *ArXiv e-prints*, 2014. [arXiv:1401.1389](#).
- [5] Lewis, A., A. Challinor, and A. Lasenby. Efficient Computation of Cosmic Microwave Background Anisotropies in Closed Friedmann-Robertson-Walker Models. *Astrophys. J.*, 538:473–476, 2000. [astro-ph/9911177](#).
- [6] Peacock, J. A. *Cosmological Physics*. Cambridge University Press, 1999.
- [7] Laurent, P., J.-M. Le Goff, E. Burtin, et al. A $14 \text{ h}^{-3} \text{ Gpc}^3$ study of cosmic homogeneity using BOSS DR12 quasar sample. *JCAP*, 11:060, 2016. [arXiv:1602.09010](#).
- [8] Laurent, P., S. Eftekharzadeh, J.-M. Le Goff, et al. Clustering of quasars in SDSS-IV eBOSS: study of potential systematics and bias determination. *JCAP*, 7:017, 2017. [arXiv:1705.04718](#).
- [9] Kaiser, N. Clustering in real space and in redshift space. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 227:1–21, 1987.
- [10] Hogg, D. W. Distance measures in cosmology. *ArXiv Astrophysics e-prints*, 1999. [astro-ph/9905116](#).

-
- [11] Pâris, I., P. Petitjean, N. P. Ross, et al. The Sloan Digital Sky Survey Quasar Catalog: Twelfth data release. *Astron. and Astrophys.*, 597:A79, 2017. [arXiv:1608.06483](#).
- [12] Shen, Y., W. N. Brandt, G. T. Richards, et al. The Sloan Digital Sky Survey Reverberation Mapping Project: Velocity Shifts of Quasar Emission Lines. *Astrophys. J.*, 831:7, 2016. [arXiv:1602.03894](#).
- [13] Croom, S. M., B. J. Boyle, T. Shanks, et al. The 2dF QSO Redshift Survey - XIV. Structure and evolution from the two-point correlation function. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 356:415–438, 2005. [astro-ph/0409314](#).
- [14] Eisenstein, D. J. and W. Hu. Power Spectra for Cold Dark Matter and Its Variants. *Astrophys. J.*, 511:5–15, 1999. [astro-ph/9710252](#).
- [15] Cieplak, A. M. and A. Slosar. Towards physics responsible for large-scale Lyman- α forest bias parameters. *JCAP*, 3:016, 2016. [arXiv:1509.07875](#).
- [16] Croft, R. A. C., D. H. Weinberg, N. Katz, et al. Cosmology from the structure of the Ly α forest. In Mueller, V., S. Gottloeber, J. P. Muecket, et al., editors, *Large Scale Structure: Tracks and Traces*, pages 69–75, 1998, [astro-ph/9801255](#).
- [17] McDonald, P., U. Seljak, S. Burles, et al. The Ly α Forest Power Spectrum from the Sloan Digital Sky Survey. *Astrophys. J. Suppl.*, 163:80–109, 2006. [astro-ph/0405013](#).
- [18] Bautista, J. E., N. G. Busca, J. Guy, et al. Measurement of baryon acoustic oscillation correlations at $z = 2.3$ with SDSS DR12 Ly α -Forests. *Astron. and Astrophys.*, 603:A12, 2017. [arXiv:1702.00176](#).
- [19] Palanque-Delabrouille, N., C. Yèche, A. Borde, et al. The one-dimensional Ly α forest power spectrum from BOSS. *Astron. and Astrophys.*, 559:A85, 2013. [arXiv:1306.5896](#).
- [20] Eisenstein, D. J., I. Zehavi, D. W. Hogg, et al. Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies. *Astrophys. J.*, 633:560–574, 2005. [astro-ph/0501171](#).
- [21] Aihara, H., C. Allende Prieto, D. An, et al. The Eighth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey: First Data from SDSS-III. *Astrophys. J. Suppl.*, 193:29, 2011. [arXiv:1101.1559](#).
- [22] Yanny, B., C. Rockosi, H. J. Newberg, et al. SEGUE: A Spectroscopic Survey of 240,000 Stars with $g = 14$ -20. *Astronom. J.*, 137:4377–4399, 2009. [arXiv:0902.1781](#).

- [23] Alam, S., F. D. Albareti, C. Allende Prieto, et al. The Eleventh and Twelfth Data Releases of the Sloan Digital Sky Survey: Final Data from SDSS-III. *Astrophys. J. Suppl.*, 219:12, 2015. [arXiv:1501.00963](#).
- [24] Alam, S., M. Ata, S. Bailey, et al. The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: cosmological analysis of the DR12 galaxy sample. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 470:2617–2652, 2017. [arXiv:1607.03155](#).
- [25] McDonald, P. and D. J. Eisenstein. Dark energy and curvature from a future baryonic acoustic oscillation survey using the Lyman- α forest. *Phys. Rev. D*, 76:063009, 2007. [astro-ph/0607122](#).
- [26] McQuinn, M. and M. White. On estimating Ly α forest correlations between multiple sightlines. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 415:2257–2269, 2011. [arXiv:1102.1752](#).
- [27] Ross, N. P., A. D. Myers, E. S. Sheldon, et al. The SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: Quasar Target Selection for Data Release Nine. *Astrophys. J. Suppl.*, 199:3, 2012. [arXiv:1105.0606](#).
- [28] Blanton, M. R., H. Lin, R. H. Lupton, et al. An Efficient Targeting Strategy for Multiobject Spectrograph Surveys: the Sloan Digital Sky Survey “Tiling” Algorithm. *Astronom. J.*, 125: 2276–2286, 2003. [astro-ph/0105535](#).
- [29] Font-Ribera, A., P. McDonald, and J. Miralda-Escudé. Generating mock data sets for large-scale Lyman- α forest correlation measurements. *JCAP*, 1:001, 2012. [arXiv:1108.5606](#).
- [30] Gunn, J. E., W. A. Siegmund, E. J. Mannery, et al. The 2.5 m Telescope of the Sloan Digital Sky Survey. *Astronom. J.*, 131:2332–2359, 2006. [astro-ph/0602326](#).
- [31] Smee, S. A., J. E. Gunn, A. Uomoto, et al. The Multi-object, Fiber-fed Spectrographs for the Sloan Digital Sky Survey and the Baryon Oscillation Spectroscopic Survey. *Astronom. J.*, 146:32, 2013. [arXiv:1208.2233](#).
- [32] Gunn, J. E., M. Carr, C. Rockosi, et al. The Sloan Digital Sky Survey Photometric Camera. *Astronom. J.*, 116:3040–3081, 1998. [astro-ph/9809085](#).
- [33] Pâris, I., P. Petitjean, É. Aubourg, et al. The Sloan Digital Sky Survey quasar catalog: ninth data release. *Astron. and Astrophys.*, 548:A66, 2012. [arXiv:1210.5166](#).

- [34] Noterdaeme, P., P. Petitjean, C. Ledoux, et al. VizieR Online Data Catalog: DLAs in SDSS-DR7 (Noterdaeme+, 2009). *VizieR Online Data Catalog*, 350, 2009.
- [35] Schneider, D. P., G. T. Richards, P. B. Hall, et al. The Sloan Digital Sky Survey Quasar Catalog. V. Seventh Data Release. *Astronom. J.*, 139:2360, 2010. [arXiv:1004.1167](#).
- [36] Font-Ribera, A., D. Kirkby, N. Busca, et al. Quasar-Lyman α forest cross-correlation from BOSS DR11: Baryon Acoustic Oscillations. *JCAP*, 5:027, 2014. [arXiv:1311.1767](#).
- [37] Busca, N. G., T. Delubac, J. Rich, et al. Baryon acoustic oscillations in the Ly α forest of BOSS quasars. *Astron. and Astrophys.*, 552:A96, 2013. [arXiv:1211.2616](#).
- [38] Delubac, T., J. E. Bautista, N. G. Busca, et al. Baryon acoustic oscillations in the Ly α forest of BOSS DR11 quasars. *Astron. and Astrophys.*, 574:A59, 2015. [arXiv:1404.1801](#).
- [39] Noterdaeme, P., P. Petitjean, C. Ledoux, et al. Evolution of the cosmological mass density of neutral gas from Sloan Digital Sky Survey II - Data Release 7. *Astron. and Astrophys.*, 505:1087–1098, 2009. [arXiv:0908.1574](#).
- [40] Noterdaeme, P., P. Petitjean, W. C. Carithers, et al. Column density distribution and cosmological mass density of neutral gas: Sloan Digital Sky Survey-III Data Release 9. *Astron. and Astrophys.*, 547:L1, 2012. [arXiv:1210.1213](#).
- [41] Bautista, J. E., S. Bailey, A. Font-Ribera, et al. Mock Quasar-Lyman- α forest datasets for the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey. *JCAP*, 5:060, 2015. [arXiv:1412.0658](#).
- [42] McDonald, P., J. Miralda-Escudé, M. Rauch, et al. The Observed Probability Distribution Function, Power Spectrum, and Correlation Function of the Transmitted Flux in the Ly α Forest. *Astrophys. J.*, 543:1–23, 2000. [astro-ph/9911196](#).
- [43] Pieri, M. M., M. J. Mortonson, S. Frank, et al. Probing the circumgalactic medium at high-redshift using composite BOSS spectra of strong Lyman α forest absorbers. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 441:1718–1740, 2014. [arXiv:1309.6768](#).
- [44] Font-Ribera, A., J. Miralda-Escudé, E. Arnau, et al. The large-scale cross-correlation of Damped Lyman alpha systems with the Lyman alpha forest: first measurements from BOSS. *JCAP*, 11:059, 2012. [arXiv:1209.4596](#).

- [45] Font-Ribera, A., E. Arnau, J. Miralda-Escudé, et al. The large-scale quasar-Lyman α forest cross-correlation from BOSS. *JCAP*, 5:018, 2013. [arXiv:1303.1937](#).
- [46] Slosar, A., V. Iršič, D. Kirkby, et al. Measurement of baryon acoustic oscillations in the Lyman- α forest fluctuations in BOSS data release 9. *JCAP*, 4:026, 2013. [arXiv:1301.3459](#).
- [47] Kirkby, D., D. Margala, A. Slosar, et al. Fitting methods for baryon acoustic oscillations in the Lyman- α forest fluctuations in BOSS data release 9. *JCAP*, 3:024, 2013. [arXiv:1301.3456](#).
- [48] Blomqvist, M., D. Kirkby, J. E. Bautista, et al. Broadband distortion modeling in Lyman- α forest BAO fitting. *JCAP*, 11:034, 2015. [arXiv:1504.06656](#).
- [49] du Mas des Bourboux, H., J.-M. Le Goff, M. Blomqvist, et al. Baryon acoustic oscillations from the complete SDSS-III Ly α -quasar cross-correlation function at $z = 2.4$. *ArXiv e-prints*, 2017. [arXiv:1708.02225](#).
- [50] Ignasi, Pérez i Ràfols. *The cross-correlation among tracers of the underlying large-scale mass distribution in the universe*. PhD thesis, Universitat de Barcelona, 2016. URL <http://www.tdx.cat/handle/10803/400493>.
- [51] Gontcho A Gontcho, S., J. Miralda-Escudé, and N. G. Busca. On the effect of the ionizing background on the Ly α forest autocorrelation function. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 442:187–195, 2014. [arXiv:1404.7425](#).
- [52] Percival, W. J. and M. White. Testing cosmological structure formation using redshift-space distortions. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 393:297–308, 2009. [arXiv:0808.0003](#).
- [53] McDonald, P. Toward a Measurement of the Cosmological Geometry at $z \sim 2$: Predicting Ly α Forest Correlation in Three Dimensions and the Potential of Future Data Sets. *Astrophys. J.*, 585:34–51, 2003. [astro-ph/0108064](#).
- [54] Font-Ribera, A. and J. Miralda-Escudé. The effect of high column density systems on the measurement of the Lyman- α forest correlation function. *JCAP*, 7:028, 2012. [arXiv:1205.2018](#).
- [55] Le Goff, J. M., C. Magneville, E. Rollinde, et al. Simulations of BAO reconstruction with a quasar Ly- α survey. *Astron. and Astrophys.*, 534:A135, 2011. [arXiv:1107.4233](#).
- [56] Padmanabhan, T. *Structure Formation in the Universe*. Cambridge University Press, 1993.

- [57] Beutler, F., C. Blake, M. Colless, et al. The 6dF Galaxy Survey: baryon acoustic oscillations and the local Hubble constant. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 416:3017–3032, 2011. [arXiv:1106.3366](#).
- [58] Ross, A. J., L. Samushia, C. Howlett, et al. The clustering of the SDSS DR7 main Galaxy sample - I. A 4 per cent distance measure at $z = 0.15$. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 449:835–847, 2015. [arXiv:1409.3242](#).
- [59] Aubourg, É., S. Bailey, J. E. Bautista, et al. Cosmological implications of baryon acoustic oscillation measurements. *Phys. Rev. D*, 92:123516, 2015. [arXiv:1411.1074](#).
- [60] Linder, E. V. and R. N. Cahn. Parameterized beyond-Einstein growth. *Astroparticle Physics*, 28:481–488, 2007. [astro-ph/0701317](#).
- [61] Morton, D. C. Atomic data for resonance absorption lines. I - Wavelengths longward of the Lyman limit. *Astrophys. J. Suppl.*, 77:119–202, 1991.
- [62] York, D. G., P. Khare, D. Vanden Berk, et al. Average extinction curves and relative abundances for quasi-stellar object absorption-line systems at $1 \leq z_{abs} < 2$. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 367:945–978, 2006. [astro-ph/0601279](#).
- [63] Mas-Ribas, L., J. Miralda-Escudé, I. Pérez-Ràfols, et al. The Mean Metal-line Absorption Spectrum of Damped Lyman Alpha Systems in BOSS. *ArXiv e-prints*, 2016. [arXiv:1610.02711](#).
- [64] du Mas des Bourboux, Hélión. *Mesure de l'échelle des oscillations acoustiques de baryons dans la fonction de corrélation des forêts Lyman- α avec la distribution des quasars observés dans le relevé SDSS*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2017. URL <http://www.theses.fr/s143397>.
- [65] Yèche, Christophe. *Étude de la violation de CP et CPT dans l'expérience CPLEAR: mesure du paramètre η_+ par une méthode d'interférence entre K^0 et \overline{K}^0* . PhD thesis, Université Paris-XI, 1993. URL <http://www.theses.fr/1993PA112343>.
- [66] Guyot, Claude. *Recherche d'oscillations de neutrinos muoniques dans le domaine de différence de masses $0.2 \text{ eV}^2 < \Delta m^2 < 100 \text{ eV}^2$ auprès de l'accélérateur PS du CERN*. PhD thesis, Université Paris-XI, 1985. URL <http://www.theses.fr/1985PA112207>.
- [67] René Turlay. *Contribution à l'étude des réactions $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ et $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + n$ aux énergies des maxima de la section efficace totale de l'interaction π -nucléon dans l'état*

de spin isobarique $T = \frac{1}{2}$. PhD thesis, Faculté des sciences de l'Université de Paris, centre d'Orsay, 1962.

- [68] Berthelot, A. *Contribution à l'étude de l'isométrie nucléaire: étude, par la méthode d'absorption, du rayonnement de conversion interne associé à la transition isomérique du brome 80*. PhD thesis, Sc. Phys. Paris, 1944.

Titre : Mesure de l'échelle des oscillations acoustiques de baryons dans la fonction de corrélation des forêts Lyman- α avec la distribution des quasars observés dans le relevé SDSS

Mots-clés : Cosmologie, BAO, Relevé, Matière noire, Énergie noire, Structures à grande échelle

Résumé : La propagation des ondes acoustiques dans le plasma primordial a laissé son empreinte sous la forme d'un pic dans la fonction de corrélation à deux points de la densité de matière. Ce pic d'oscillations acoustiques de baryons (BAO) constitue une échelle standard permettant de déterminer certains paramètres des différents modèles cosmologiques.

Dans ce manuscrit de thèse, nous présentons une mise à jour de la mesure de BAO à un redshift $z = 2.40$, à l'aide de la fonction de corrélation croisée entre deux traceurs des fluctuations primordiales de densité de matière : les quasars de SDSS-III (BOSS) et leurs fluctuations d'absorption du flux des forêts Lyman- α . Ces fluctuations tracent la distribution d'hydrogène neutre dans le milieu intergalactique (IGM).

Cette étude constitue le premier développement d'un ajustement entièrement physique de la fonction de corrélation croisée; il prend notamment en compte la physique des quasars et la présence d'éléments plus lourds que l'hydrogène dans l'IGM. Nous y présentons également les premières simulations de notre analyse. Celles-ci nous permettent de valider l'ensemble de la procédure de mesure de l'échelle BAO.

Cette étude mesure la distance de Hubble et la distance de diamètre angulaire avec respectivement une précision de 2% et 3% (intervalle à 1σ). Nous combinons nos résultats avec d'autres mesures de BAO à des redshifts plus faibles et trouvons la densité de matière noire et d'énergie noire dans le cadre de deux différents modèles cosmologiques : Λ CDM et $\text{o}\Lambda$ CDM.

Title: Measurement of the scale of baryonic acoustic oscillations in the correlation function of Lyman- α forest with the quasar distribution observed in the SDSS survey

Keywords: Cosmology, BAO, Survey, Dark matter, Dark energy, Large scale structures

Abstract: The acoustic wave propagation in the primordial plasma left its imprint in the two-point correlation function of the matter density field. This baryonic acoustic oscillation (BAO) peak builds up a standard ladder allowing us to infer some parameters of the different cosmological models.

In this thesis manuscript we present an update of the BAO measurement at a redshift $z = 2.40$, from the cross-correlation function between two tracers of the primordial matter density fluctuations: quasars of SDSS-III (BOSS) and their Lyman- α -forest absorption fluctuations. These fluctuations trace the neutral hydrogen distribution in the intergalactic medium (IGM).

This study gives the first development of the full physical fit of the cross-correlation. Among other effects, it takes into account quasar physics and the distribution of IGM elements heavier than hydrogen. We also present the first simulations of our analysis. They allow us to validate the overall data analysis leading to the BAO measurement.

This study measures the Hubble distance and the angular diameter distance at the 2% and 3% precision level respectively (1σ interval). We combine our results with other BAO measurements at lower redshifts and find the dark matter density and dark energy density in the framework of two different cosmological models: Λ CDM and $\text{o}\Lambda$ CDM.

