NNT : 2016SACLS227

THESE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY
PREPAREE A
L'UNIVERSITE PARIS-SUD

au sein du Service de Physique des Particules de l'IRFU, CEA Saclay

ECOLE DOCTORALE N° 576
Particules, Hadrons, Énergie et Noyau : Instrumentation, Image, Cosmos et Simulations
(PHENIICS)

Spécialité de doctorat : Astroparticules et Cosmologie

Par

M. Pierre LAURENT

L'univers aux grandes échelles : études de l'homogénéité cosmique et de l'énergie noire à partir des relevés de quasars BOSS et eBOSS

Thèse présentée et soutenue à Gif-sur-Yvette, le 14 Septembre 2016 :

Après avis des rapporteurs :

M. Kneib, Jean-Paul	Professeur, EPFL
M. Bartlett, James	Professeur classe exceptionnelle, Université Paris VII

Composition du Jury :

M. Ansari, Réza	Professeur, Université Paris-Sud	Président
M. Kneib, Jean-Paul	Professeur, EPFL	Rapporteur
Mme Tao, Charling	Directrice de Recherche CNRS, CPM	Examinatrice
M. Uzan, Jean-Philippe	Directeur de Recherche CNRS, IAP	Examinateur
M. Le Goff, Jean-Marc	Ingénieur-chercheur, SPP-IRFU	Directeur de thèse

Table des matières

Contents ii

1 Cosmologie 5
- 1.1 Deux fondements . . . 5
  - 1.1.1 Principe cosmologique . . . 5
  - 1.1.2 Relativité générale . . . 5
- 1.2 Contenu en énergie de l'univers . . . 6
  - 1.2.1 De la matière visible . . . 6
  - 1.2.2 Du rayonnement . . . 7
  - 1.2.3 De la matière noire . . . 8
  - 1.2.4 Un univers en expansion accélérée . . . 10
- 1.3 L'univers homogène . . . 11
  - 1.3.1 La métrique Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker . . . 11
  - 1.3.2 Les équations de Friedmann . . . 12
  - 1.3.3 Mesurer des distances dans un univers en expansion . . . 13
- 1.4 Un univers structuré . . . 15
  - 1.4.1 Les fluctuations de température du CMB . . . 17
  - 1.4.2 La fonction de corrélation $\xi(r)$ . . . 17
  - 1.4.3 Le spectre de puissance $P(k)$ . . . 18
- 1.5 Prédire le spectre de puissance . . . 19
  - 1.5.1 L'inflation . . . 19
  - 1.5.2 Différents régimes d'évolution des structures . . . 20
  - 1.5.3 Les oscillations acoustiques de baryons . . . 22
  - 1.5.4 Le modèle ΛCDM . . . 24
- 1.6 Du spectre de puissance des traceurs à celui de la matière . . . 26
  - 1.6.1 Biais des traceurs . . . 26
  - 1.6.2 Distorsion de l'espace des *redshifts* (*RSD*) . . . 26

2 Les relevés de quasars BOSS et eBOSS 29
- 2.1 La collaboration SDSS . . . 29
  - 2.1.1 SDSS I et II . . . 30
  - 2.1.2 SDSS III . . . 31
  - 2.1.3 SDSS IV . . . 31
- 2.2 BOSS et eBOSS, deux relevés de quasars . . . 32
  - 2.2.1 Les objectifs . . . 32
  - 2.2.2 Les quasars . . . 33
- 2.3 L'instrument . . . 34

2.3.1 Le télescope . . . 34
2.3.2 Photométrie et caméra . . . 37
2.3.3 Les spectrographes . . . 39
2.4 Sélection des cibles quasars . . . 41
2.4.1 Couleurs et magnitudes . . . 41
2.4.2 Quelques considérations générales . . . 43
2.4.3 XDQSO . . . 45
2.5 *Tiling*, collisions et priorité . . . 47
2.5.1 L'algorithme de *tiling* SDSS . . . 47
2.6 Identification des objets et détermination du redshift . . . 49
2.6.1 Le *pipeline* . . . 49
2.6.2 L'inspection visuelle . . . 49
2.6.3 Les catalogues de quasars BOSS et eBOSS . . . 51

3 Du relevé à la fonction de corrélation 53
3.1 Mesurer $\xi(r)$ . . . 53
3.1.1 Choisir un estimateur . . . 53
3.1.2 Quelques aspects techniques . . . 55
3.2 Estimer l'erreur statistique . . . 58
3.2.1 Origines des erreurs statistiques en cosmologie . . . 58
3.2.2 La méthode des *bootstraps* appliquée aux échantillons de quasars BOSS et eBOSS . . . 59
3.2.3 Influence de différents paramètres sur l'estimation de la matrice de covariance 62
3.3 Étude des effets systématiques . . . 63
3.3.1 Inhomogénéité de la sélection des cibles quasars . . . 63
3.3.2 Effets liés à l'erreur sur l'identification et la mesure du redshift des quasars 72
3.3.3 Traiter les collisions de fibres . . . 75
3.4 Mesure du biais et de la dispersion de vitesses des quasars . . . 76
3.4.1 Modéliser $\xi(r)$ . . . 76
3.4.2 Mesures de b_Q et comparaison au modèle ΛCDM . . . 77
3.4.3 Mesure de $b_Q(z)$ et $\sigma_Q(z)$ . . . 78

4 Étude de l'homogénéité cosmique 83
4.1 Pourquoi et comment étudier l'homogénéité ? . . . 83
4.1.1 Une des hypothèses centrales de la cosmologie . . . 83
4.1.2 Isotropies et Principe de Copernic . . . 83
4.1.3 Quelques généralités sur les fractales . . . 84
4.1.4 Tester l'homogénéité avec un relevé en 3 dimensions . . . 85
4.2 Étudier l'homogénéité à partir d'un relevé à 3 dimensions . . . 88
4.2.1 Quelles observables ? . . . 88
4.2.2 Quels estimateurs ? . . . 88
4.3 Erreurs statistiques et effets systématiques . . . 91
4.3.1 Comparaison entre les observables et leurs estimateurs . . . 91
4.3.2 Effets systématiques sur la mesure de $D_2(r)$ . . . 92
4.4 Résultats . . . 96
4.4.1 Prédiction théorique de $\mathcal{N}(< r)$ et $D_2(r)$ . . . 96
4.4.2 Vérification de l'hypothèse d'homogénéité . . . 97

4.4.3 Quantifier l'homogénéité et mesure de $D_2(r)$ 99
4.4.4 Comparaison avec d'autres analyses d'homogénéité cosmique 99
4.5 Discussions 103

5 Détection des oscillations acoustiques de baryons **107**
5.1 Quelques considérations générales 107
5.1.1 Les observables 107
5.1.2 L'état de l'art des mesures de BAO 108
5.1.3 BAO et cosmologie 109
5.2 Mesure de la position du pic BAO avec les quasars BOSS et eBOSS 111
5.2.1 Modèle simple et mesure de significance du pic 112
5.2.2 Mesure de α 114
5.3 Contraintes sur les paramètres cosmologiques 116
5.4 Discussion et perspectives 119

Remerciements

Les esprits vulgaires ne comprennent le prix de ce qu'ils possèdent que du jour où ils l'ont perdu.

Sophocle, Ajax

La conclusion d'une thèse, et la fin de la vie d'étudiant me semble être un bon moment pour me rappeler et remercier ceux qui, par leur attention, par leurs idées, par leur soutien quotidien, m'ont permis d'être là où je suis aujourd'hui.

En tant qu'étudiant de maitrise, peu de temps nous est imparti pour décider avec qui nous souhaitons passer trois années de doctorat. À la fin de ces trois ans, je peux dire sans hésitation que j'ai eu une chance formidable de travailler avec le groupe BAO du SPP. Je tiens à remercier particulièrement Jean-Marc : tu as été un directeur de thèse remarquable, et ton intégrité scientifique ne cessera de m'impressionner. Je pense que peu d'étudiants peuvent se targuer d'avoir été si bien encadré durant leur doctorat. Je remercie aussi Étienne, que j'ai empêché de travailler un (très) grand nombre de fois, en refaisant le monde dans son bureau (généralement autour d'un café payé de sa poche). Enfin, je remercie l'ensemble des thésards du groupe BAO, Hélion, Pauline et Julien : les réunions de collaboration ont été nettement plus agréables à vos côtés. Je remercie aussi l'ensemble des thésards du SPP, j'espère toujours avoir l'occasion de vous voir lors des repas du vendredi !

Je remercie les membres de mon jury, pas seulement pour avoir accepté d'en faire parti et de lire mon manuscrit, mais aussi pour les nombreuses questions intéressantes qui m'ont été posées durant ma soutenance.

Je tiens à remercier Philippe Gris, mon encadrant de stage au LPC de Clermont-Ferrand, qui m'a conseillé de m'orienter vers le magistère de physique d'Orsay, et qui m'a initié au travail de recherche dès mes premières années passées à l'université. Je tiens évidemment à remercier Stefano Panebianco, qui m'a toujours donné de précieux conseils depuis mon arrivée à la faculté d'Orsay.

Je remercie Dr Maud, Dr Marie-Co et Dr Marty, la fameuse coloc de la mort du 17 Rue des Peupliers, ma seconde famille pendant ces trois années de thèse. On a partagé beaucoup de choses pendant ses 3 années (surtout de la bière et des sushis), et nous nous sommes toujours soutenus dans les moments les plus difficiles (entre autre pendant la rédaction et quand il n'y avait plus de bières dans le frigo). Je tiens à remercier plus particulièrement Marty, je pense que nous avons encore de très nombreuses discussions musicales, politiques, philosophiques, scientifiques devant nous !

Je remercie Loïc et Grégoire. Votre influence s'étend bien au-delà de ces trois années de doctorat. Même si l'éloignement nous empêche de nous voir souvent, vous savez que je ne vous considère pas seulement comme des amis, mais comme des frères.

Je souhaite remercier mon père et ma mère pour le soutien indéfectible qu'ils me portent, la liberté qu'ils m'ont toujours laissé, la curiosité qu'ils m'ont communiqué (et aussi l'excellent pot de thèse qu'ils ont confectionné). Enfin, je remercie Inna de m'avoir quotidiennement soutenu (ou supporté, c'est selon) au quotidien lors de cette troisième année, et pour toute la joie et la douceur que tu m'apportes jour après jour.

Introduction

En physique, tout modèle est caractérisé par un certain nombre de principes ou d'hypothèses. La plupart des modèles en cosmologie se fondent sur le Principe Cosmologique, qui stipule que notre univers est homogène et isotrope à grande échelle. Aujourd'hui, ce principe est considéré comme vrai car il est respecté par des modèles cosmologiques qui décrivent avec précision les observations. Toutefois, si l'isotropie de l'univers est aujourd'hui confirmée par beaucoup d'expériences, ce n'est pas le cas de l'homogénéité. En étudiant l'homogénéité cosmique, on ne propose pas seulement de tester un modèle, mais de tester directement l'un des postulats de la cosmologie moderne. Il s'agit là du premier volet de ce manuscrit.

Depuis 1998 et les mesures des distances à partir des supernovae de type Ia, nous savons que l'univers est aujourd'hui en phase d'expansion accélérée. Ce phénomène peut être expliqué par l'ajout d'une énergie inconnue, que l'on nomme énergie noire. Puisque l'énergie noire est responsable de l'expansion de l'univers, nous pouvons étudier ce mystérieux fluide en mesurant le taux d'expansion de l'univers. La nature fait bien les choses : l'univers a imprimé dans sa distribution de matière une règle standard, l'échelle BAO. En mesurant cette échelle à différents instants de la vie de notre univers, il est alors possible de mesurer le taux d'expansion de l'univers et donc de caractériser l'énergie noire. Le second volet de ce manuscrit est consacré à la mesure de l'échelle BAO.

Étudier l'homogénéité et l'échelle BAO requiert l'étude statistique de la distribution de matière de l'univers aux grandes échelles, supérieures à la dizaine de Mégaparsecs. Galaxies et quasars se forment dans les grandes surdensités de matières et sont très lumineux : ces sources «tracent» la distribution de matière. En mesurant les spectres d'émission de ces sources à l'aide de vastes relevés spectroscopiques, comme les relevés de quasars BOSS et eBOSS, nous pouvons mesurer leurs positions. Il est ainsi possible de reconstruire la distribution de matière en 3 dimensions dans de gigantesques volumes d'univers. Nous pouvons alors extraire diverses observables statistiques pour mesurer l'échelle BAO et le degré d'homogénéité de l'univers.

Aux grandes échelles, l'univers est remarquablement bien décrit à l'ordre linéaire par le modèle ΛCDM, modèle standard de la cosmologie. Il n'est en général pas nécessaire de prendre en compte les effets non-linéaires qui complexifient le modèle aux petites échelles. En revanche, aux grandes échelles, la mesure de nos observables devient très sensible aux effets systématiques. Ceci est particulièrement vrai pour l'analyse de l'homogénéité cosmique, qui requiert un procédé observationnel homogène pour ne pas biaiser la mesure. Il est donc indispensable d'examiner en profondeur les potentielles sources d'effets systématiques.

Ce manuscrit se présente comme suit. Après une brève présentation des connaissances en cosmologie nécessaires à la compréhension de ce manuscrit, proposée dans le Chapitre 1, nous détaillerons dans le Chapitre 2 les caractéristiques techniques des relevés de quasars BOSS et eBOSS. Le Chapitre 3 traitera de la conversion des échantillons de quasars en observables, de

l'estimation de l'erreur statistique et de l'analyse détaillée des divers effets systématiques susceptibles d'impacter nos observables. La mesure de l'homogénéité cosmique sera étudiée et discutée dans le Chapitre 4. Enfin, le Chapitre 5 traitera de la mesure de l'échelle BAO, et de l'utilisation de cette mesure pour contraindre les modèles d'énergie noire.

Chapitre 1

Cosmologie

1.1 Deux fondements

1.1.1 Principe cosmologique

Le principe cosmologique stipule que notre univers est isotrope et homogène, donc spatialement invariant par translation et rotation. Il ne requiert pas une homogénéité et isotropie strictes, incompatibles avec les observations de la structuration [1] de notre univers, mais statistiques et à grande échelle, comme l'illustre la Figure 1.1. Il tolère donc l'existence de structures à des distances caractéristiques plus faibles que son échelle d'homogénéité.

Le principe cosmologique est difficile à vérifier. Le chapitre 4 présente des méthodes et expériences pour prouver l'isotropie de l'univers, et une analyse visant à étudier si l'univers est statistiquement homogène ou non. Toutefois, dans ce chapitre, nous considérerons par commodité ce principe comme vrai.

1.1.2 Relativité générale

Depuis la publication de ses *Principia* en 1687 [1], la théorie d'Isaac Newton faisait office de référence en terme de théorie de la gravitation. Toutefois, elle suscitait diverses interrogations. D'un point de vue observationnel, elle ne permettait pas d'expliquer pas certains phénomènes, comme l'avance du périhélie de Mercure [2]. Puis, suite à l'élaboration de la théorie de la relativité restreinte par Albert Einstein en 1905 [3], il était admis qu'aucune interaction ne pouvait se propager plus vite que la lumière. Il était donc difficile pour les physiciens de concevoir que l'interaction gravitationnel puisse être instantanée, car elle violerait alors la théorie de la relativité restreinte.

La théorie de la relativité restreinte postule que la physique est la même dans tous référentiels inertiels. En 1915, Einstein étend sa théorie aux référentiels accélérés avec la théorie de la relativité générale [4]. Elle repose sur le principe d'équivalence, qui stipule que localement, la gravitation est équivalente à une accélération du référentiel. Il est donc impossible pour un observateur de faire la différence entre l'effet d'un champ gravitationnel et l'accélération de son

1. Nous utiliserons dans ce manuscrit le terme «structuration» pour éviter l'anglicisme *clustering*
2. Le Verrier a tenté, en vain, d'expliquer ce phénomène par l'existence d'un astre inconnu [2].

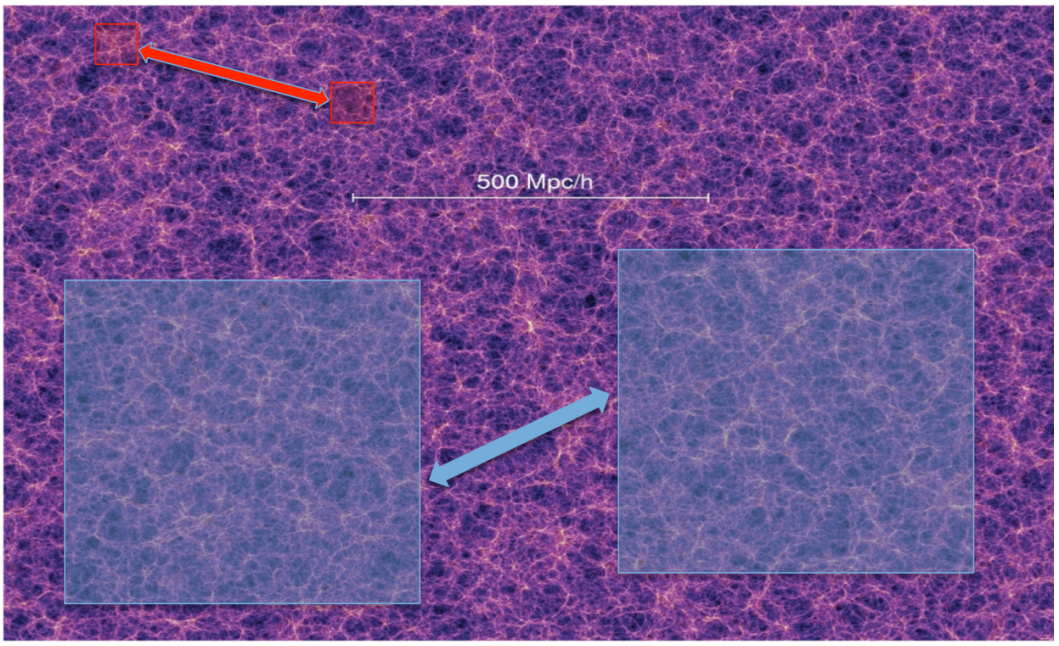


FIGURE 1.1 Illustration du principe cosmologique à partir d'une simulation de la distribution de matière noire de l'univers (*Millenium*, 2000). Les propriétés statistiques, comme le taux de comptage, sont différentes aux petites échelles (carrés rouges), mais sont semblables dès lors que l'on s'intéresse à des échelles suffisamment grandes (carrés bleus).

propre référentiel[3]. Ceci revient à considérer que les lois physiques sont celles de la relativité restreinte dans n'importe quel référentiel en chute libre.

La relativité générale se traduit par la déformation de l'espace-temps par les objets massifs. Une particule ne subissant aucune force se contente alors de suivre les géodésiques de l'espace courbe, qui sont équivalentes aux lignes droites dans un espace Euclidien. Ces déformations sont matérialisées par une métrique qu'il est nécessaire de lier au contenu en énergie de l'univers, puisque c'est ce dernier qui courbe l'espace. L'équation d'Einstein permet d'effectuer ce lien :

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G T_{\mu\nu}}{c^4}\,, \tag{1.1}$$

où $G_{\mu\nu}$ est le tenseur d'Einstein, et $T_{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion. Puisqu'elle permet de lier le contenu en énergie d'un système à l'évolution de sa métrique, il s'agit de l'équation centrale en cosmologie.

1.2 Contenu en énergie de l'univers

1.2.1 De la matière visible

Les galaxies sont principalement formées d'étoiles, de gaz interstellaire, de poussières, et de matière noire (voir section 1.2.3). Elles constituent les briques élémentaires des grandes structures

3. Un exemple simple est celui d'un observateur situé à la surface de la terre et d'un observateur situé dans un ascenseur s'élevant avec une accélération de 9.81 $\mathrm{m.s^{-2}}$ dans l'espace intersidéral

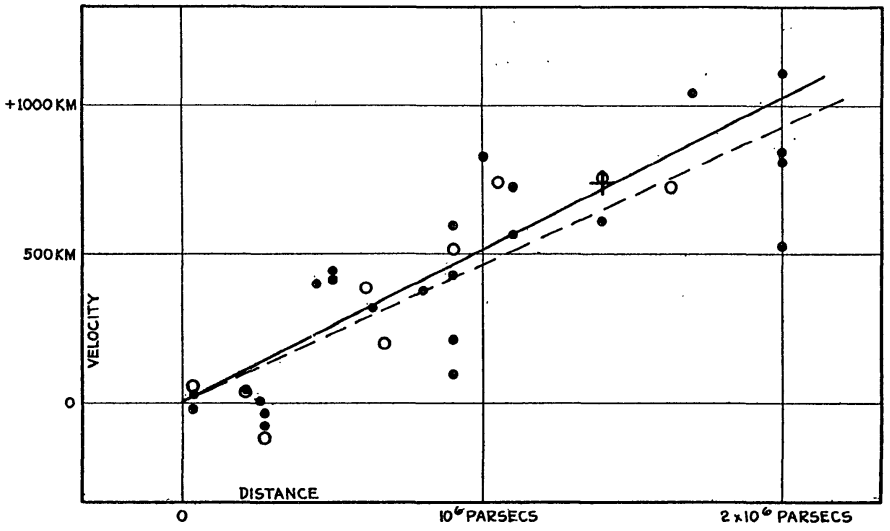


FIGURE 1.2 Diagramme de Hubble [5]. Chaque point noir représente une galaxie. Les points blancs représentent les valeurs moyennes pour les galaxies groupées suivant l'amas auquel elles appartiennent. Les vitesses sont exprimées en $km.s^{-1}$.

de notre univers. À cause de l'interaction gravitationnelle, elles peuvent se regrouper sous forme d'amas de galaxies. Les distances inter-galactiques sont généralement mesurées en parsec qui correspond à la distance à laquelle une unité astronomique sous-tend un angle d'une seconde d'arc, c'est-à-dire $648\ 000/\pi = 2{,}06\ 10^5$ U.A.. Une unité astronomique (ou U.A.) correspond à la distance moyenne Terre-Soleil, et vaut $1{,}495\ 10^{11}$ m. Un parsec est également équivalent à environ 3,26 années-lumière. La galaxie d'Andromède, galaxie la plus proche de la nôtre, se situe à une distance de 780 kpc. L'amas galactique de la vierge se situe à une distance de 16,5 Mpc. Nous verrons par la suite que notre univers est structuré jusqu'à des échelles de l'ordre de la centaine de Mpc.

Les galaxies sont faciles à observer, et leur étude a constitué les prémisses de la cosmologie observationnelle. Son premier résultat marquant est la mesure par Edwin Hubble en 1929 de la vitesse de récession des galaxies [5]. En comparant la vitesse radiale de 24 *nebulae*[4] avec leur distance par rapport à notre galaxie (voir Figure 1.2), il a été possible de vérifier l'existence d'une loi linéaire entre ces deux quantités. Plus une galaxie est éloignée de nous, plus elle semble s'éloigner rapidement. L'Univers apparaît donc en expansion.

1.2.2 Du rayonnement

À la fin des années 40, Georges Gamow et Robert Dicke ont prédit qu'un univers en expansion [6], initialement chaud et dominé par une composante radiative, devait produire un rayonnement fossile de lumière, d'une température de quelques dizaines de Kelvins (bientôt abaissée, en 1948, par Ralph Alpher et Robert Herman à quelques Kelvins [7]). Ce rayonnement devait être libéré lors du découplage matière-lumière de l'univers. Initialement suffisamment chaud pour que photons et matière baryonique ionisée soient couplés, l'univers s'est refroidi en s'étendant. Protons et électrons peuvent alors se recombiner pour former des atomes d'hydrogène neutre, dont la

4. Nom donné par Hubble et ses contemporains aux galaxies.

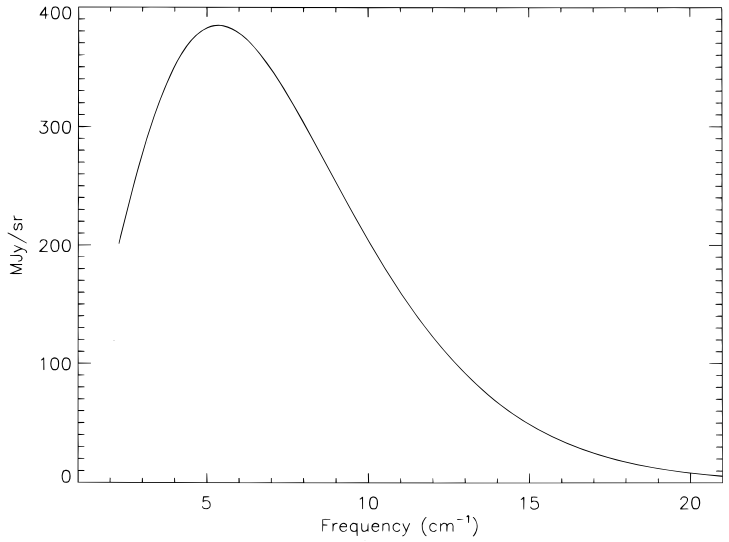


FIGURE 1.3 Spectre de corps noir mesuré par l'instrument FIRAS de l'expérience COBE [8]. Les incertitudes sont si petites qu'elles ne dépassent pas l'épaisseur de la courbe, ajustée aux données, d'un spectre de corps noir.

section efficace d'interaction avec les photons est nettement plus faible. L'Univers devient alors transparent, et les photons se propagent librement : il s'agit de l'émission du CMB.

En plus de la lumière produite par les divers objets lumineux qui le composent, notre univers baigne donc dans un rayonnement de lumière primordiale. En 1964, alors qu'ils travaillaient sur la détection d'ondes radio émises par l'un des premiers satellites de télécommunication (*Echo Balloon*), Arno Penzias et Robert Wilson mirent en évidence la présence d'un bruit radio, constant dans le temps et isotrope [9]. Il s'agit de la découverte (involontaire) du Fond Diffus Cosmologique (abrégé en CMB pour *Cosmic Microwave Background*). Ce rayonnement est parfaitement compatible avec celui d'un corps noir (voir Figure 1.3), dont la mesure de température la plus précise est donnée par COBE, à 2,728 ± 0,004 Kelvins [8].

Le même raisonnement peut être tenu avec les neutrinos du modèle standard. La différence tient dans le fait que leur section efficace d'interaction est beaucoup plus faible que celle des photons. Cela implique que les neutrinos se sont découplés très tôt dans l'histoire de l'univers, et que le CNB (pour *Cosmic Neutrino Background*) [10] est extrêmement difficile à détecter. Notons également que les neutrinos sont des particules massives, mais que leur masse est très faible. Les neutrinos ont donc la particularité d'être une espèce susceptible d'évoluer d'un état de composante relativiste à un état de composante non-relativiste.

1.2.3 De la matière noire

Si nous considérons que la quantité de matière et le profil de densité d'une galaxie suivent celui de son émission lumineuse, ce dernier devrait présenter la structure suivante : un noyau très dense (le bulbe galactique) et une décroissance de la densité de matière avec le rayon. Les prédictions de la mécanique Newtonienne impliquent alors que le profil de vitesse de rotation des galaxies devraient être celui de la courbe en pointillés courts de la Figure 1.4 : une vitesse de rotation qui augmente d'abord fortement avec le rayon, puis décroît progressivement. Les observations

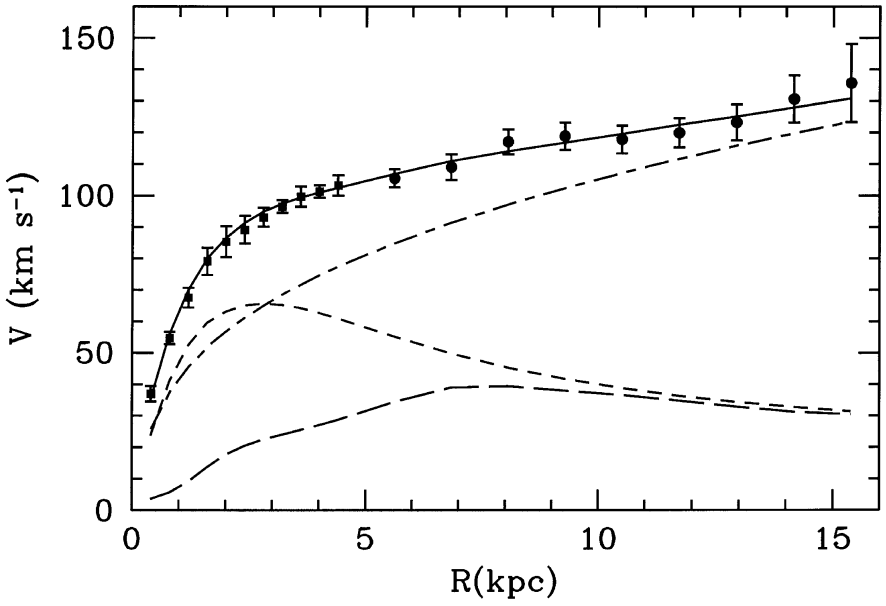


FIGURE 1.4 Courbe de rotation de la galaxie M33, obtenue à partir de la mesure de la raie 21-cm de l'hydrogène (points noirs) [13]. La ligne en pointillés courts représente la vitesse attendue si la galaxie n'était composée que d'étoiles, la courbe en pointillés longs représente la contribution du gaz et la courbe en pointillés courts et longs la contribution du Halo. La courbe noire représente la somme de toutes les contributions.

des courbes de rotations de galaxies ne sont toutefois pas en accord avec cette prédiction[5] : leur vitesse de rotation continue d'augmenter avec le rayon, comme la courbe pleine noire de la Figure 1.4. L'ajout d'un halo de matière invisible, que l'on nomme matière noire, permet de modifier le profil de densité de matière des galaxies afin d'expliquer leurs courbes de rotation [12]. Comme nous le verrons par la suite, les mesures les plus récentes indiquent que la matière noire représente environ 84 % de la matière totale de l'univers.

Aujourd'hui, la question de la nature de la matière noire est totalement ouverte. Plus les constituants de la matière noire sont légers, plus elle est chaude, et plus elle va lisser les structures aux petites échelles. La matière noire chaude, dont le principal candidat était le neutrino du modèle standard, n'est aujourd'hui pas favorisée par l'observation de la structuration à petites échelles de l'univers. Les candidats pour la matière noire froide se séparaient initialement en deux catégories. La première catégorie était constituée de candidats astrophysiques (MACHOs (*Massive astrophysical compact halo object*), RAMBOs, ...), mais qui sont aujourd'hui exclus par de nombreuses expériences. La seconde catégorie, privilégiée aujourd'hui, est constituée de particules. De telles particules apparaissent dans les modèles que vont au-delà du modèle standard de la physique des particules. Il existe aujourd'hui une multitude de candidats théoriques (WIMPs, axions, ...) [14], mais aucune observation n'est pour l'instant venue confirmer l'un de ces modèles.

5. Un premier exemple apparaît dès 1959 [11]

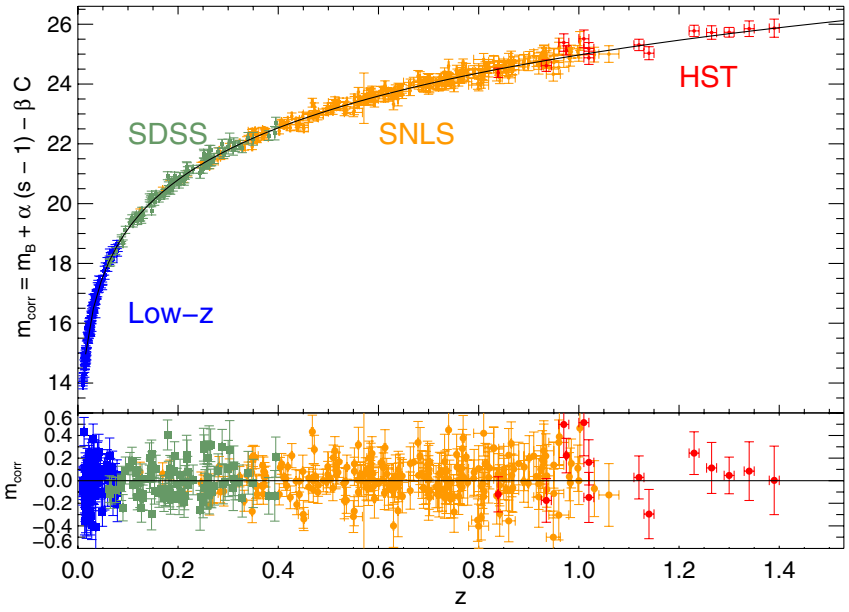


FIGURE 1.5 Diagramme de Hubble pour les échantillons de supernovæ Low-z, SDSS, SNLS et HST [17].

1.2.4 Un univers en expansion accélérée

En 1998, deux groupes ont montré que l'univers était aujourd'hui en expansion accéléré en utilisant des supernovæ de type Ia. Ces objets très brillants sont issus de l'explosion de la naine blanche d'un système binaire, qui a atteint la masse de Chandrasekhar en accrétant une partie de la matière de son compagnon [15]. Ces sources sont considérées comme des chandelles standard [16], c'est-à-dire qu'elles ont toutes des profils de luminosité intrinsèque semblables, à quelques paramètres de nuisance près. La luminosité observée par un observateur terrestre ne dépendra alors que de la distance à laquelle se situe la supernova. En mesurant cette distance à plusieurs *redshifts*, on peut alors mettre en évidence la variation du taux d'expansion de l'univers proche. La Figure 1.5 montre l'ensemble des résultats actuels de mesures de distance à partir des supernovæ.

Les mesures obtenues montrent que l'univers est actuellement dans une phase d'expansion accélérée [17]. Cependant, un univers ne contenant que de la matière et du rayonnement ne peut pas subir ce régime d'accélération. La manière la plus simple de rendre compte de ce phénomène est alors d'ajouter au tenseur énergie-impulsion de l'équation 1.1 une constante Λ, que l'on nomme constante cosmologique.

La constante cosmologique peut être interprétée comme la densité d'énergie du vide, qui est constante au cours du temps. Une densité d'énergie constante implique que sa pression soit négative. Certains modèles cosmologiques considèrent que cette densité d'énergie est susceptible d'évoluer avec le temps : on l'appelle alors énergie noire. Nous reviendrons sur ces modèles dans le chapitre 5.

1.3 L'univers homogène

1.3.1 La métrique Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

Nous avons vu qu'il existe des preuves solides de l'expansion de notre univers. Cette expansion peut se modéliser par l'introduction d'un facteur d'échelle $a(t)$, qui évolue avec le temps. Il est alors possible de définir un système de coordonnées comobiles et un système de coordonnées physiques. Les coordonnées physiques sont proportionnelles au facteur d'échelle : si deux observateurs isolés sont aujourd'hui séparés par une distance d_0, ils étaient alors séparés à un temps antérieur t par une distance physique $d(t)$:

$$d(t) = d_0 \frac{a(t)}{a_0}\,, \tag{1.2}$$

où a_0 correspond au facteur d'échelle à notre époque. Les coordonnées comobiles «suivent » l'expansion de l'univers comme les noeuds d'une grille qui se dilate de façon homogène. Ainsi, la distance comobile d_0 entre ces deux mêmes observateurs reste la même au cours du temps.

En plus de son expansion, l'univers possède également une certaine géométrie, et peut être plat, sphérique ou hyperbolique. Un univers plat correspond à un espace Euclidien. Dans un univers sphérique, les trajectoires initialement parallèles de deux particules libres vont converger. Elles divergeront dans un univers hyperbolique.

La métrique Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) est la métrique utilisée pour décrire un univers homogène et isotrope. Dans cette métrique, l'intervalle d'espace-temps ds^2 peut s'écrire, en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ), et en suivant la convention $c = 1$:

$$ds^2 = -dt^2 + R^2(t)\left(\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)\right)\,, \tag{1.3}$$

où k ne peut prendre que trois valeurs discrètes 1, 0 et -1. Si $k = -1$, il s'agit de la métrique d'un univers hyperbolique, si $k = 1$ d'un univers sphérique. Dans ces deux cas, $R(t)$ est alors le rayon de courbure de l'univers. Dans le cadre d'un univers plat, $k = 0$, et $R(t)/R(t_0)$ est le facteur d'échelle $a(t)$. L'intervalle d'espace-temps ds^2 peut également s'écrire sous la forme :

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)\left(d\chi^2 + g_k^2(\chi)(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)\right)\,, \tag{1.4}$$

où

$$g_k(\chi) = R_0 \begin{cases} \sin\left(\frac{\chi}{R_0}\right) & \text{univers sphérique} \\ \frac{\chi}{R_0} & \text{univers plat} \\ \sinh\left(\frac{\chi}{R_0}\right) & \text{univers hyperbolique} \end{cases} \tag{1.5}$$

Ici, χ a la dimension d'une longueur, et correspond à la distance radiale comobile. Dans la suite du manuscrit, pour le cas d'un univers plat, nous adoptons la convention $a_0 = 1$.

1.3.2 Les équations de Friedmann

Nous nous intéressons maintenant à l'évolution de $a(t)$ dans le cas d'un univers parfaitement homogène et isotrope. En partant de l'équation d'Einstein, et en développant l'équation pour le terme purement temporel ($\mu = 0$ et $\nu = 0$), on obtient la première équation de Friedmann :

$$H^2(t) \equiv \left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho(t) - \frac{k}{a^2(t)}\,, \tag{1.6}$$

où $H(t)$ est la constante de Hubble qui caractérise l'évolution de $a(t)$, et $\rho(t)$ la densité totale d'énergie qui peut être décomposée suivant les différentes composantes en énergie de l'univers. Dans le cas d'un univers plat ($k = 0$), la densité totale d'énergie aujourd'hui vaut :

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}\,, \tag{1.7}$$

où ρ_c est la densité d'énergie critique. Nous pouvons également obtenir la seconde équation de Friedmann, nommée aussi équation d'accélération :

$$\frac{\ddot{a}(t)}{a(t)} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho(t) + 3p(t))\,, \tag{1.8}$$

où $p(t)$ est la pression totale. Une troisième équation décrit la conservation locale de l'énergie dans un univers en expansion :

$$\dot{\rho}(t) + 3H(t)(\rho(t) + p(t)) = 0\,. \tag{1.9}$$

Notons que cette équation n'est pas indépendante des deux autres. Il est enfin possible de caractériser chaque composante de la densité en énergie par son équation d'état :

$$p_i = w_i\rho_i\,, \tag{1.10}$$

où w_i est un paramètre dépendant du type d'énergie considérée. Il vaut 0 pour les fluides non-relativistes (matière noire et matière baryonique), 1/3 pour les fluides relativistes (neutrinos, photons) et -1 pour l'énergie du vide. Nous verrons dans le chapitre 5 que pour l'énergie noire, ce paramètre peut également varier avec le temps.

Par commodité, nous utiliserons par la suite les paramètres de densité réduits :

$$\Omega_i(t) = \frac{\rho_i(t)}{\rho_c}\,. \tag{1.11}$$

En combinant cette notation avec les équations précédentes et les équations d'état pour les différents fluides présents dans l'univers, nous pouvons réécrire la première équation de Friedmann sous la forme :

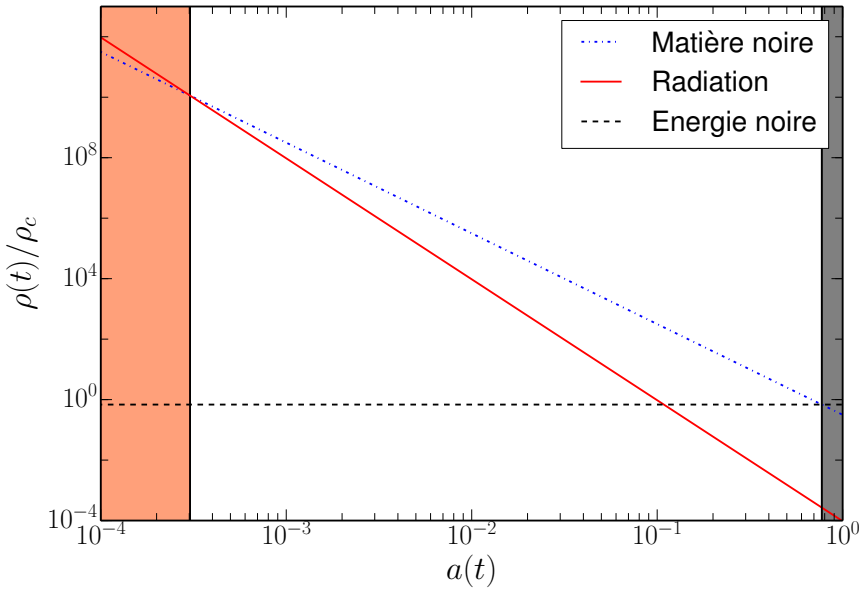


FIGURE 1.6 Évolution des différentes densités d'énergie en fonction du facteur d'échelle. La courbe pleine rouge représente la densité d'énergie des espèces relativistes (photons + neutrinos), la courbe bleue la densité d'énergie de la matière non-relativiste (matière noire et baryonique), la courbe en pointillés noirs la densité d'énergie du vide. La zone rouge correspond à l'époque où la densité d'énergie totale de l'univers est dominée par la composante en énergie de radiation, la zone grisée celle où l'univers est dominé par la constante cosmologique.

$$H^2(t) = H_0^2 \left[(\Omega_{mat}\, a^{-3}(t) + \Omega_{rad}\, a^{-4}(t) + \Omega_\Lambda + \Omega_k\, a^{-2}(t)) \right] , \tag{1.12}$$

où Ω_k est :

$$\Omega_k = \frac{-k}{H_0^2} = 1 - (\Omega_{mat} + \Omega_{rad} + \Omega_\Lambda) = 1 - \Omega_{tot} \, . \tag{1.13}$$

Le paramètre Ω_{tot} est la somme $\Omega_{mat} + \Omega_{rad} + \Omega_\Lambda$. Si la densité totale d'énergie vaut ρ_c, on retrouve $\Omega_{tot} = 1$ et $\Omega_k = 0$. Par convention, Ω_i est le paramètre de densité réduit de l'espèce i aujourd'hui, et $\Omega_i(t)$ la même quantité à un temps t.

Les différentes densités d'énergie évoluant différemment avec $a(t)$ (voir Figure 1.6), l'évolution de notre univers se décompose en 3 périodes distinctes : une première période dominée par la composante de radiation, une période dominée par la composante de matière, et enfin, comme c'est le cas aujourd'hui, un univers dominé par la composante d'énergie du vide. Nous verrons dans la section 1.4 que chacune de ses périodes est caractérisée par des régimes d'expansion et de croissance des structures différents.

1.3.3 Mesurer des distances dans un univers en expansion

Dans un espace en expansion, la notion de distance entre deux points est ambiguë et plusieurs définitions sont utilisées. Nous allons présenter les distances utilisées le plus fréquemment en cosmologie. Pour cela, nous allons d'abord commencer par introduire la notion de *redshift*.

Le *redshift*

Nous avons mentionné précédemment l'existence de coordonnées physiques et comobiles. La position d'un objet est d'abord déterminée en coordonnées observationnelles, composées de deux composantes angulaires et d'un *redshift*, qui est le décalage vers le rouge (ou le bleu) par effet Doppler des raies d'émissions d'une source s'éloignant de l'observateur. Celui-ci se définit comme :

$$z \equiv \frac{\lambda_o}{\lambda_e} - 1\,, \tag{1.14}$$

où λ_o est la longueur d'onde observée d'un photon de la raie d'émission considérée, et λ_e la longueur d'onde émise de cette même raie d'émission. Le *redshift* permet de déterminer la vitesse de récession v_r de l'objet par rapport à l'observateur. La loi de Hubble permet d'établir une relation entre la distance physique d d'un objet à sa vitesse de récession par rapport à l'observateur :

$$v_r = H_0 d\,. \tag{1.15}$$

Cette relation n'est valable que dans l'univers proche (pour des vitesses $v \ll c$). Si l'on fait l'hypothèse que l'objet n'a pas de vitesse «propre», c'est-à-dire qu'il est seulement soumis au flot de Hubble, nous pouvons alors faire correspondre son *redshift* à sa distance par rapport à l'observateur et obtenir ainsi la position à trois dimensions de l'objet.

On peut montrer que le *redshift* cosmologique est relié au facteur d'échelle :

$$z = \frac{a_0}{a(t)} - 1 = a(t)^{-1} - 1\,. \tag{1.16}$$

Lorsqu'on observe un objet à un *redshift* z, on le voit à un instant t. Dans la suite de ce manuscrit, nous nous intéresserons donc à l'évolution de l'univers en fonction de z.

Distance(s) comobile(s)

Nous avons déjà évoqué la notion de distance comobile dans la section 1.3.1. La formule 1.15 n'est valide que lorsque nous nous intéressons à des objets situés à des distances suffisamment faibles pour que le facteur d'échelle n'ait pas évolué entre le temps d'émission de la source et le temps d'observation. La distance comobile radiale entre un observateur et un objet situé à un *redshift* z quelconque vaut [18] :

$$\chi(z) = \int_0^z \mathrm{d}\chi = \int_0^z \frac{\mathrm{d}z'}{H(z')}\,, \tag{1.17}$$

où $\mathrm{d}\chi$ correspond à celui rencontré dans l'équation 1.4.

La distance comobile entre deux objets situés au même *redshift*, mais séparés par un angle $\delta\theta$ est $D_M\,\delta\theta$. D_M est nommée distance comobile transverse, et s'exprime en fonction de χ. Son expression dépend de la géométrie de l'espace-temps :

$$D_M = \begin{cases} \frac{1}{H_0\sqrt{\Omega_k}} \sinh(\sqrt{\Omega_k} H_0 \chi) & \Omega_k > 0 \\ \chi & \Omega_k = 0 \\ \frac{1}{H_0\sqrt{|\Omega_k|}} \sin(\sqrt{|\Omega_k|} H_0 \chi) & \Omega_k < 0\,, \end{cases} \tag{1.18}$$

où le paramètre Ω_k est le paramètre défini dans l'équation 1.13. Dans un univers plat, distance comobile radiale et transverse sont identiques. Notons l'on peut choisir de diviser χ et D_M par la constante de Hubble réduite $h = H_0/100$. Les distances comobiles χ et D_M sont alors définies en h^{-1}Mpc ; ce choix permet de s'affranchir de la connaissance du paramètre H_0.

Distance angulaire

La distance angulaire D_A est définie comme le rapport entre la taille physique d d'un objet est son diamètre angulaire θ. Elle est reliée à $D_M(z)$:

$$D_A(z) = \frac{d}{\theta} = \frac{D_M(z)}{1+z}\,. \tag{1.19}$$

Dans un univers en expansion, cette distance possède la particularité de ne pas augmenter infiniment avec z. Un objet de taille d fixe peut apparaître plus gros s'il est situé à un *redshift* z_1 qu'à un *redshift* z_2 plus grand que z_1.

Distance de Luminosité

Dans un univers euclidien, le flux F d'un objet de luminosité intrinsèque L situé à une distance d d'un observateur est donné par $F = L/4\pi d^2$. Cette équation suppose que la source rayonne son énergie de manière isotrope. Dans un univers en expansion, la valeur du flux reçu sera différente. En effet, la luminosité de la source vue par un observateur va être différente de sa luminosité intrinsèque à cause de l'expansion de l'univers. Les photons émis par la source pendant un temps dt vont être reçus par l'observateur pendant un temps plus long $dt' = dt/a$. De plus, l'énergie des photons est inversement proportionelle au facteur d'échelle. La luminosité sera donc réduite d'un facteur $a^2(t)$. Au final, l'observateur mesure le flux :

$$F = \frac{La^{-2}}{4\pi D_M^2(a)} \equiv \frac{L}{4\pi D_L^2}\,, \tag{1.20}$$

où D_L est la distance de luminosité, qui peut être reliée aux distances $D_M(z)$ et $D_A(z)$:

$$D_L(z) = (1+z)D_M(z) = (1+z)^2 D_A(z)\,. \tag{1.21}$$

1.4 Un univers structuré

Nous allons présenter les observables statistiques qui permettent de quantifier le degré de structuration de notre univers : le spectre de puissance des fluctuations de températures du CMB Δ_T^2, la fonction de corrélation de la matière $\xi(r)$, et le spectre de puissance de la matière $P(k)$.

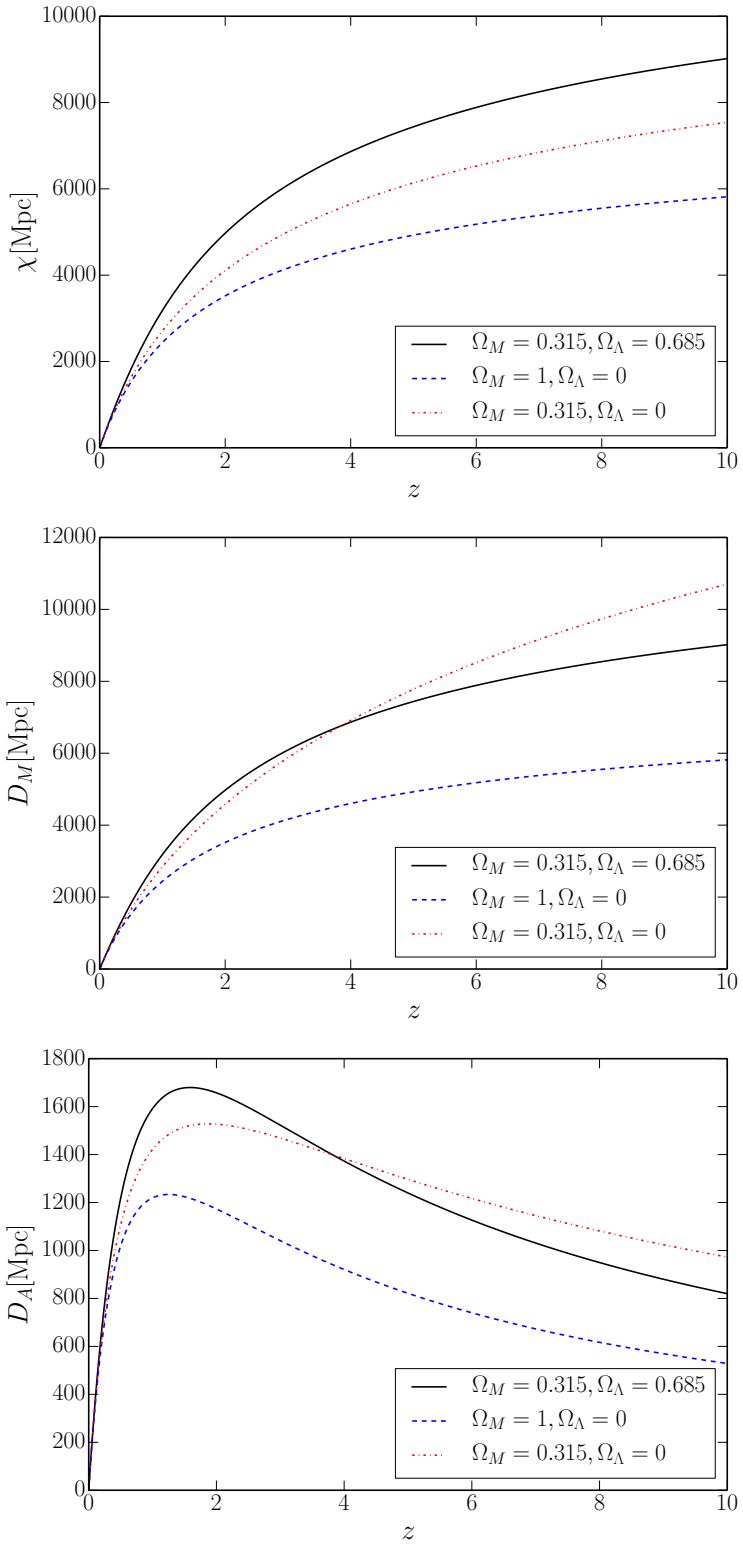


FIGURE 1.7 Évolution des distances comobiles radiales et transverses, ainsi que de la distance angulaire en fonction du *redshift*. Chaque courbe de couleur correspond à différents choix des paramètres Ω_i.

1.4.1 Les fluctuations de température du CMB

Dans la section 1.2.2, nous avons mentionné le CMB, rayonnement fossile de l'univers. Après les premières expériences mesurant un CMB isotrope à la précision de la mesure, l'expérience COBE a mesuré les premières anisotropies de température, de l'ordre de $\Delta T/T = 10^{-5}$. Les expériences WMAP, puis Planck, ont permis par la suite de réaliser une mesure beaucoup plus précise de ces anisotropies (voir Figure 1.8a). Ces points chauds et froids sont les graines des premières structures de notre univers. La température du CMB peut être décomposée en harmoniques sphériques :

$$T(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi)\,, \tag{1.22}$$

où θ et ϕ sont les positions angulaires équatoriales sur le ciel, $Y_{lm}(\theta, \phi)$ sont les harmoniques sphériques, et a_{lm} les amplitudes associées à chaque fonction $Y_{lm}(\theta, \phi)$. Le spectre de puissance des anisotropies $\Delta_T^2(l)$ est défini par :

$$\Delta_T^2(l) \equiv \frac{l(l+1)}{2\pi} C_l\,, \qquad C_l = \langle |a_{lm}^2| \rangle_m\,. \tag{1.23}$$

La Figure 1.8b montre le spectre de puissance du CMB, tel qu'il a été mesuré par l'expérience Planck en 2015 [19] : les différents pics sont les oscillations acoustiques de baryons, sur lesquelles nous allons revenir dans la section 1.5.3.

1.4.2 La fonction de corrélation $\xi(r)$

La fonction de corrélation à deux points $\xi(\vec{r})$ représente l'excès de probabilité de trouver deux surdensités de matière séparées par un vecteur $\vec{r}$, par rapport à une distribution de matière homogène. Nous pouvons relier la probabilité dP de trouver deux surdensités dans deux volumes infinitésimaux dV_1 et dV_2, séparés par un vecteur $\vec{r}$, à $\xi(\vec{r})$:

$$dP = \rho_0^2 [1 + \xi(\vec{r})] dV_1 dV_2\,. \tag{1.24}$$

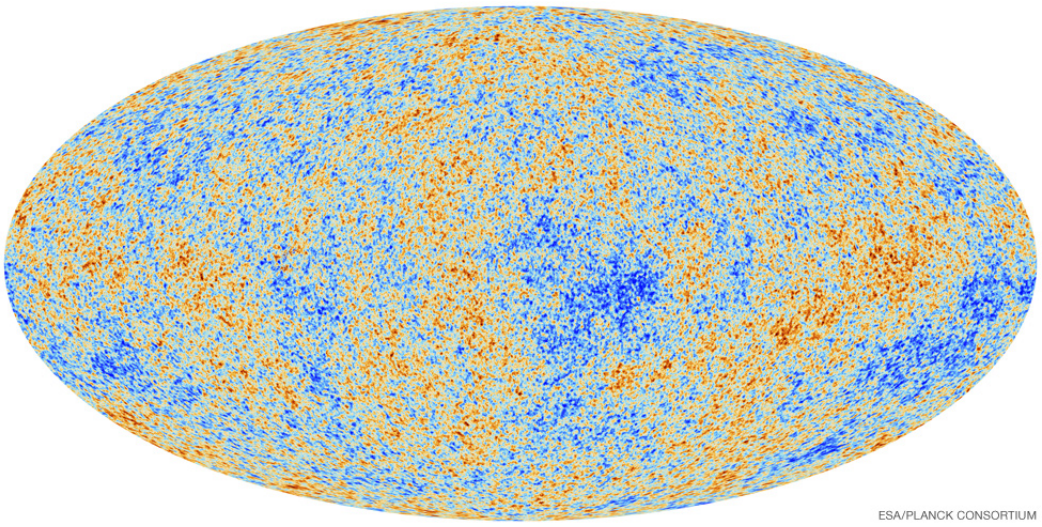
Nous pouvons également définir $\xi(r)$ comme :

$$\xi(\vec{r}) = \langle \delta(\vec{x}).\delta(\vec{x} + \vec{r}) \rangle\,, \tag{1.25}$$

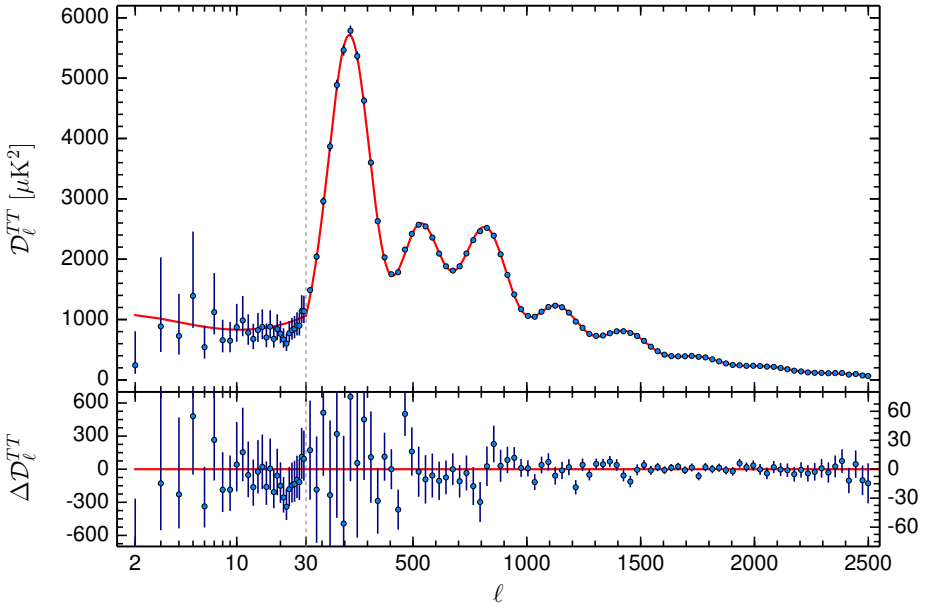
où

$$\delta(\vec{x}) = \frac{\rho(\vec{x})}{\bar{\rho}} - 1\,. \tag{1.26}$$

Pour un univers parfaitement homogène, $\xi(r) = 0$.



(A) Carte des anisotropies de température du CMB.



(B) Spectre de puissance des anisotropies de température du CMB.

FIGURE 1.8 Carte et spectre de puissance du CMB, obtenus par Planck 2015 [19].

1.4.3 Le spectre de puissance $P(k)$

En cosmologie, les prédictions théoriques sont généralement obtenues en terme du spectre de puissance plutôt que de la fonction de corrélation. Nous prenons comme norme pour la transformée de Fourier d'une surdensité de matière $\delta(\vec{r})$:

$$\delta(\vec{k}) = \int \delta(\vec{r}) \exp^{-i\vec{r}.\vec{k}} d^3r \,, \tag{1.27}$$

où $\vec{r}$ et $\vec{k}$, le vecteur d'onde, sont définis en coordonnées comobiles. La transformée de Fourier $\delta(\vec{k})$ est appelée mode k. La longueur d'onde physique $\lambda_k(t)$ qui lui est associée dépend du facteur d'échelle $a(t)$:

$$\lambda_k(t) = \frac{2\pi}{k} a(t)\,, \tag{1.28}$$

où $k = |\vec{k}|$.

Le spectre de puissance $P(k)$ se définit comme :

$$P(k) = \langle |\delta(\vec{k})|^2 \rangle\,, \tag{1.29}$$

où la moyenne est réalisée sur $\vec{k}$ avec $|\vec{k}|$ proche de k.

Une propriété très utile du spectre de puissance est que, pour des perturbations de faible amplitude, les calculs à l ordre linéaire sont suffisants. Dans ce cas, les différents modes k évoluent de manière indépendante. Il s'agit de la raison principale pour lesquelles il est plus simple de prédire le spectre de puissance des perturbations que leur fonction de corrélation.

Le spectre de puissance est mesuré avec grande précision à l'aide de différentes sondes cosmologiques : relevés à 3 dimensions, lentillage faible, analyse des forêts Lyman α des quasars ... La Figure 1.9 montre une combinaison de ces différentes mesures de $P(k)$.

1.5 Prédire le spectre de puissance

Nous allons maintenant expliquer la forme du spectre de puissance. À l'ordre linéaire, le spectre de puissance de la matière s'écrit :

$$P_{\rm mat}(k, a) = P_{\rm init}(k) T^2(k) D^2(a)\,, \tag{1.30}$$

où $P_{\rm init}(k)$ est le spectre de puissance des fluctuations primordiales, $T(k)$ la fonction de transfert et $D(a)$ le facteur de croissance des structures. Nous allons décrire chacun de ces éléments dans les parties suivantes.

1.5.1 L'inflation

Pour expliquer les observations de la structure de l'univers, il est d'abord nécessaire de comprendre la distribution des inhomogénéités primordiales, qui, une fois soumises à différents régimes d'évolution, vont reproduire l'univers observé aujourd'hui. Ces fluctuations peuvent être scalaires ou tensorielles : nous ne nous intéresserons dans ce manuscrit qu'aux premières.

Les modèles d'inflation sont les plus utilisés pour prédire la forme du spectre de puissance primordial. En plus de prédire un spectre de puissance primordial compatible avec les observations, ces modèles permettent de s'affranchir des problèmes de l'horizon, de la platitude de l'univers, et de l'absence de monopole magnétique. Les modèles généraux d'inflation prédise un spectre de puissance des fluctuations primordiales qui suit une loi de puissance en k [21] :

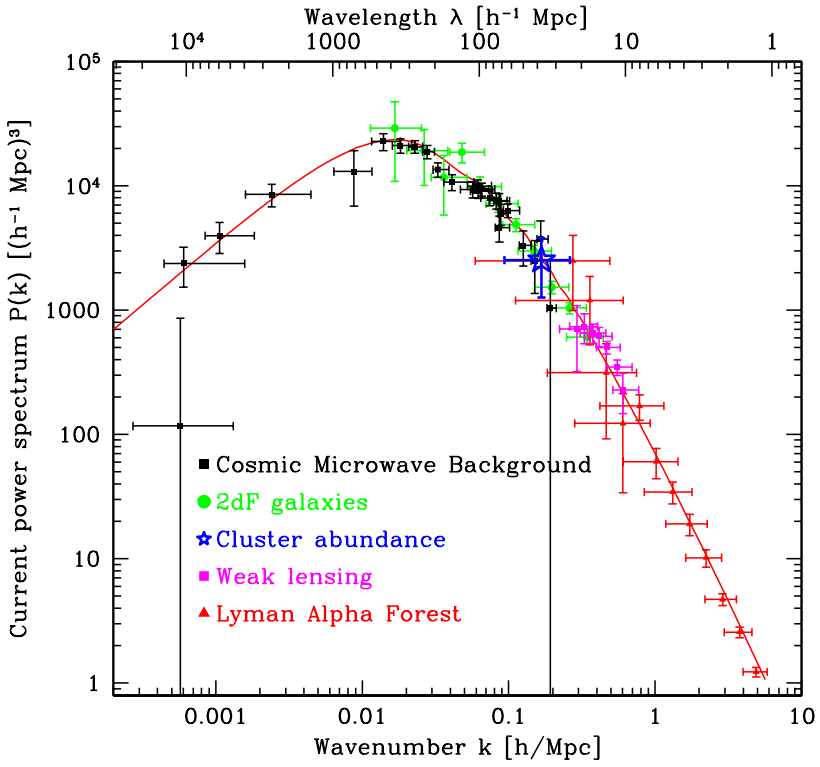


FIGURE 1.9 Combinaison de différentes sondes pour la mesure du spectre de puissance de la matière [20]. La courbe rouge provient d'un ajustement d'un spectre de puissance linéaire sur l'ensemble des données.

$$P_{init}(k) = A_s k^{n_s} \,, \tag{1.31}$$

où A_s est l'amplitude du spectre de puissance des fluctuations scalaires primordiales, et n_s est l'indice spectral scalaire. Les modèles d'inflation privilégiés par les mesures du CMB produisent des fluctuations primordiales adiabatiques [22] [23]. Ceci signifie que les fluctuations relatives de densités sont les mêmes pour les différentes composantes, à un facteur 4/3 près, suivant que l'espèce soit relativiste ou non. Nous allons maintenant nous intéresser à la manière dont vont évoluer ces perturbations primordiales.

1.5.2 Différents régimes d'évolution des structures

La fonction de transfert $T(k)$ décrit l'évolution des perturbations au moment de leur entrée dans l'horizon cosmique et autour de la période d'équivalence matière-radiation. L'horizon cosmique (comobile), défini comme $\eta = \int_{t_i}^{t} a(t')^{-1} dt'$ représente la distance qu'a pu parcourir un photon depuis la fin de l'inflation t_i. Autrement dit, deux régions séparées par une distance supérieure à η ne sont pas causalement connectées depuis la fin de l'inflation.

La fonction de transfert est définie comme le rapport entre le potentiel gravitationnel à notre époque et le potentiel gravitationnel longtemps après l'équivalence :

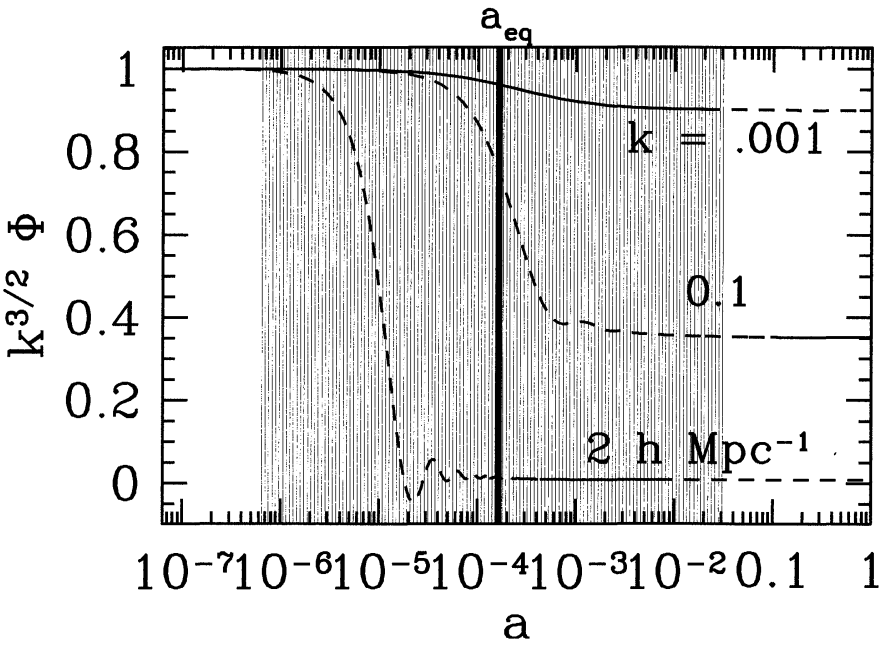


FIGURE 1.10 Évolution du potentiel gravitationnel de trois modes différents, avec $\Omega_m = 1$ et $h = 0.5$ [24]. La zone grisée représente les époques décrites par la fonction de transfert $T(k)$. La ligne devient pointillée à partir du moment où le mode rentre dans l'horizon.

$$T(k) \equiv \frac{\phi(k, a_{\text{posteq}})}{\phi(k_{max}, a_{\text{posteq}})}\,, \tag{1.32}$$

où a_{posteq} représente une époque située bien après la transition matière-radiation (correspondant aux époques à droite de la partie grisée sur la Figure 1.10).

Schématiquement, l'évolution d'une perturbation est gouvernée par deux effets : l'interaction gravitationnelle, qui va tendre à faire croître les surdensités, et la pression radiative, qui va ralentir cette croissance. Initialement, lorsqu'un mode se situe hors de l'horizon, son potentiel gravitationnel reste constant au cours du temps. Nous considérons qu'un mode k est entré dans l'horizon lorsque $k\eta > 1$. Nous pouvons alors distinguer plusieurs régimes d'évolution, représentés sur la Figure 1.10. Nous décrivons ici le cas d'un univers simplifié avec $\Omega_m \simeq 1$:

— Les modes à très petit k ($k < 0,01\,h\,\text{Mpc}^{-1}$) qui ne sont jamais rentrés dans l'horizon (et qui n'y rentreront jamais à cause de l'expansion accélérée de l'univers) sont appelés modes super-horizons. Leur potentiel reste constant jusqu'à l'équivalence : à ce moment, ce dernier décroit d'un facteur 9/10 [24], et reste à nouveau constant.
— Les modes qui sont entrés dans l'horizon après l'équivalence matière radiation ($k < k_{eq}$) voit leur potentiel gravitationnel décroître à cause de la pression radiative jusqu'à l'équivalence, puis se stabiliser autour d'une valeur constante.
— Les modes qui sont entrés dans l'horizon avant l'équivalence matière radiation ($k > k_{eq}$) vont décroître, puis osciller jusqu'à l'équivalence. À partir de ce moment, leur potentiel gravitationnel reste constant.

Ce sont ces différents régimes d'évolution qui expliquent l'inflexion du spectre de puissance, visible sur la Figure 1.9. Comme le prédisent les modèles d'inflation, l'amplitude de $P_{init}(k)$

croit comme une loi de puissance en k. Lorsque $k > k_{eq}$, l'amplitude de $P_{init}(k)$ croît toujours, mais la pression radiative a réduit l'amplitude des modes à grand k, qui sont d'autant plus atténués qu'ils sont rentrés tôt dans l'horizon.

Le facteur de croissance décrit quant à lui la croissance des structures pour les époques plus tardives de l'univers. Notons que la croissance correspond à celle de la perturbation de matière, pas à celle du potentiel gravitationnel. Le facteur de croissance $D(a)$ est indépendant de k, et se définit comme :

$$\frac{D(a)}{a} \equiv \frac{\phi(a)}{\phi(a_{posteq})} \,. \tag{1.33}$$

Dans le cas d'un univers avec $\Omega_m \simeq 1$, on obtient donc simplement $D(a) = a$.

La présence d'une composante d'énergie noire a deux effets majeurs sur $D(a)$ et $T(k)$. Le premier effet est lié à la valeur de k_{eq}, qui change si Ω_m diminue : l'infléchissement du $P(k)$ va alors se déplacer vers les grandes échelles (petits k). Le second provient du fait que le potentiel gravitationnel n'est plus constant quand l'univers devient dominé par l'énergie noire. Sa diminution entraîne un ralentissement de la croissance des structures aux époques tardives, qui se caractérise par un facteur de croissance des structures plus faible.

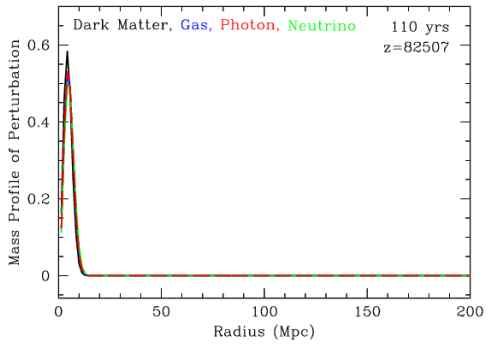
1.5.3 Les oscillations acoustiques de baryons

Pour des *redshifts* supérieurs à 1100, avant l'émission du CMB, l'univers est tellement chaud que la matière baryonique est totalement ionisée et forme un plasma. Électrons libres et photons intéragissent par diffusion Thomson avec une section efficace suffisamment grande pour que le libre parcours moyen des photons soit beaucoup plus faible que le rayon de Hubble. Le fluide de matière baryonique est alors couplé aux photons.

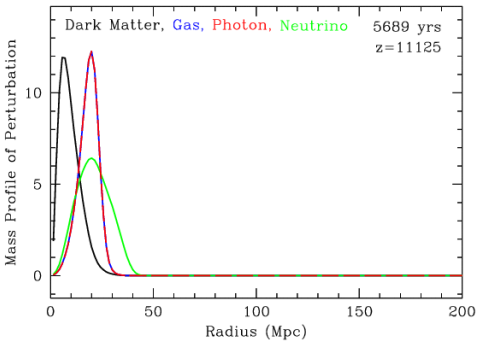
Nous allons nous intéresser à l'évolution d'une surdensité adiabatique primordiale de matière noire, de photons et de matière baryonique (Figure 1.11a) [25]. La surdensité de photons implique la présence d'une pression de radiation : puisque les photons et les baryons sont couplés, cette pression va amorcer une onde acoustique sphérique du fluide baryon-photon à partir de la surdensité initiale[6] (Figure 1.11b). Pendant la propagation de l'onde, la surdensité de matière noire grandit à cause de l'interaction gravitationnelle.

Après la recombinaison, les électrons et les protons se combinent et forment des atomes d'hydrogène neutre. La section efficace d'interaction entre photons et hydrogène neutre étant très faible, la matière baryonique et les photons se découplent, à $z \simeq 1100$ (Figure 1.11c). La pression de radiation devient nulle, et l'onde gèle. Nous nous retrouvons en présence d'une surdensité de matière noire, restée à sa position initiale, et d'une surdensité de matière baryonique dans une coquille sphérique autour de la perturbation initiale (Figure 1.11d) ; les photons, quant à eux, continuent de se propager. À cause de l'interaction gravitationnelle, la surdensité de matière noire va ensuite tomber dans le puits de potentiel de la surdensité de matière baryonique, et vice-versa (Figure 1.11e), jusqu'à ce que les deux profils de densité soient les mêmes (Figure 1.11f).

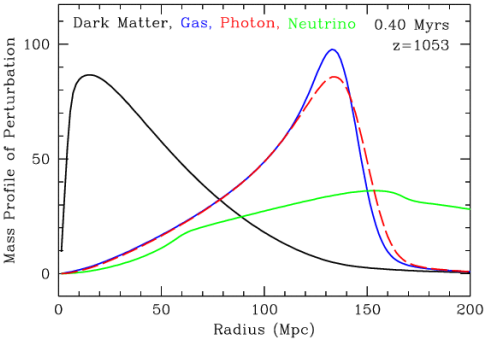
6. Il s'agit du déplacement d'une surpression. Les particules qui composent le fluide baryon-photon ne se propagent pas.



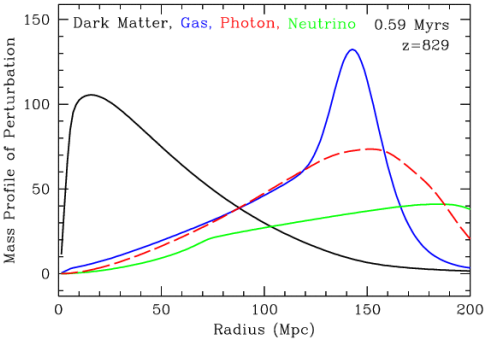
(A) Surdensité adiabatique primordiale. Le plasma de baryons et les photons sont couplés.



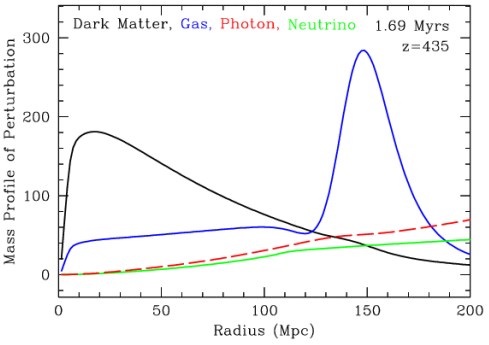
(B) La pression de radiation des photons amorce l'onde acoustique du fluide baryon-photon.



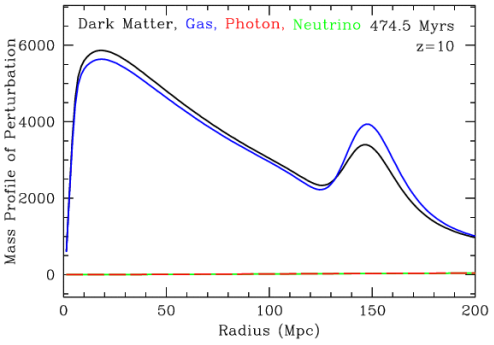
(C) L'univers s'étant refroidi, baryons et photons se découplent, l'onde se gèle.



(D) La surdensité de matière baryonique forme une coquille sphérique autour de la surdensité de matière noire. Les photons se propagent librement.



(E) Les surdensités de matière noire et de matière baryonique continuent de croître, et les profils de densité s'équilibrent progressivement.



(F) Les profils de densité de matière noire et de matière baryonique sont équilibrés.

FIGURE 1.11 Évolution du profil de densité radial d'une surdensité adiabatique. L'unité du profil de masse est arbitraire, mais est cohérente d'une figure à l'autre. Ces profils sont obtenus à partir du code CMBFAST [26]

Cette évolution est semblable pour toutes les perturbations primordiales de l'univers. Entre l'instant où elles sont émises et le découplage, ces ondes acoustiques parcourent une distance r_s, nommée horizon acoustique, qui vaut :

$$r_s(z) = \int_z^\infty \frac{c_s(z')}{H(z')} dz' \,. \tag{1.34}$$

Au moment du découplage baryon-photon, cette distance vaut environ 150 Mpc (comobiles). La vitesse du son dans le fluide baryon-photon $c_s(z)$ vaut :

$$c_s(z) = \frac{1}{\sqrt{3\left[1 + \frac{3}{4}\frac{\rho_b(z)}{\rho_\gamma(z)}\right]}} \,. \tag{1.35}$$

Nous nous attendons donc à observer dans la fonction de corrélation de la matière un pic à la distance $r_s(z \simeq 1100)$. Dans le spectre de puissance du CMB, cette distance caractéristique se traduit par des oscillations : elles sont nettement visibles sur la Figure 1.8b. Notons qu'Eisenstein et Hu (1998) [27] donne une valeur approchée de r_s (à 2 %) :

$$r_s^{EH}(z_d) = \frac{44,5 \ln(9.83/\Omega_m h^2)}{\sqrt{1 + 10(\Omega_b h^2)^{3/4}}} \,. \tag{1.36}$$

Cette formule approchée permet de mettre en avant la relation entre r_s et les densités de matières noire et baryonique.

Après le découplage, la surdensité de baryons continue de se déplacer, alors que les photons sont déjà libérés. En effet, à cause de la forte asymétrie entre les nombres de photons et de baryons ($n_b/n_\gamma \simeq 10^{-9}$), le libre parcours moyen des photons augmente plus vite que le libre parcours moyen des baryons. Les deux espèces ne se découplent donc pas au même instant. Dans le cadre d'un modèle cosmologique ΛCDM , paramétrisé à l'aide des résultats Planck 2013 [28] (voir Table 1.1), les photons de découplent à $z_* = 1090,42$, et les baryons se découplent à $z_d = 1059,32$. Ceci implique que la valeur de r_s est différente pour les photons du CMB et pour la matière. Toujours à partir des données Planck 2013, on obtient :

$$r_s(z_*) = 144,71 \pm 0,61 \text{Mpc} \,, \tag{1.37}$$

$$r_s(z_d) = 147,49 \pm 0,59 \text{Mpc} \,. \tag{1.38}$$

1.5.4 Le modèle ΛCDM

Dans les chapitres suivants, nous allons comparer nos mesures aux prédictions du modèle ΛCDM , modèle standard de la cosmologie. Ce modèle considère que notre univers est plat ($\Omega_k = 0$), et qu'il contient, en plus de la matière baryonique et de la radiation, de la matière noire froide (*Cold Dark Matter*). D'autre part, il fait appel à une constante cosmologique (Λ) pour expliquer le phénomène d'expansion accélérée de l'univers. Ce modèle comporte 6 paramètres libres indépendants. Pour les analyses de mesure du spectre de puissance du CMB [23], on définit et mesure les 6 paramètres suivants :

Paramètres mesurés	
$\Omega_b h^2$	$0,02205 \pm 0,00028$
$\Omega_c h^2$	$0,1199 \pm 0,0027$
$100\theta_s$	$1,04131 \pm 0,00063$
$\ln(10^{10} A_s)$	$3,089^{+0,024}_{-0,027}$
n_s	$0,9603 \pm 0,0073$
τ	$0,089^{+0,012}_{-0,014}$
Paramètres dérivés	
$\Omega_m h^3$	$0,09587 \pm 0,00057$
Ω_m	$0,315^{+0,016}_{-0,018}$
h	$0,673 \pm 0,012$
Ω_Λ	$0,685^{+0,018}_{-0,016}$

TABLE 1.1 Listes des paramètres cosmologiques mesurés par Planck (2013).

— La densité de baryons actuelle multipliée par la constante de Hubble réduite $\Omega_b h^2$,
— La densité de matière noire froide actuelle multipliée par la constante de Hubble réduite $\Omega_c h^2$,
— La position angulaire du premier pic acoustique θ_s,
— L'amplitude du spectre de puissance primordial A_s,
— L'indice spectral scalaire du spectre de puissance primordial n_s,
— La profondeur optique τ.

La profondeur optique de diffusion Thomson se définit comme :

$$\tau = \int_{t_{\text{reion}}}^{t_0} -n_e \sigma_T \, \mathrm{d}t' \,, \tag{1.39}$$

où n_e est la densité d'électrons et σ_T la section efficace d'interaction par diffusion Thomson. La profondeur optique τ correspond donc au nombre moyen de collisions subit par un photon depuis le découplage. Le temps t_{reion} (ou le *redshift* z_{reion}) correspond à l'instant où débute la réionisation de l'univers. Elle a lieu après la formation des premières étoiles ou quasars. Ils ionisent progressivement l'hydrogène du milieu intergalactique, ce qui entraîne une augmentation de la densité d'électrons sur lesquels vont diffuser les photons du CMB. La valeur de τ dépend donc directement de celle de z_{reion}.

Notons que θ_s s'exprime en fonction de D_A et r_s :

$$\theta_s = \frac{D_A(r_*)}{(1+z_*) r_s(z_*)} \,. \tag{1.40}$$

La mesure de cet angle permet de mesurer $\Omega_m h^3$. Il est alors possible de dériver la valeur de h (et donc de H_0) à partir des contraintes sur $\Omega_m h^3$ et $\Omega_m h^2 = \Omega_b h^2 + \Omega_c h^2$. Les valeurs de h, Ω_b et Ω_c étant alors connues, on peut alors obtenir la valeur de Ω_Λ dans le cadre d'un univers plat. Le tableau 1.1 donne l'ensemble des paramètres mesurés et dérivés à partir de la mesure du spectre de puissance des anisotropies de températures par la collaboration Planck en 2013.

1.6 Du spectre de puissance des traceurs à celui de la matière

1.6.1 Biais des traceurs

Le modèle ΛCDM donne une prédiction du spectre de puissance de la distribution de matière. Cependant, $P(k)$ et $\xi(r)$ sont généralement mesurés pour une distribution de traceurs (LRGs, quasars ...). Les galaxies et les quasars sont des objets très massifs, qui ne se forment qu'au sein des régions les plus denses de l'univers : ceci a pour effet d'augmenter le contraste de densité observé. Le spectre de puissance se retrouve donc amplifié d'un facteur b^2 :

$$P(k) = b^2 P_{\text{mat}}(k)\,, \tag{1.41}$$

où $P_{\text{mat}}(k)$ est le spectre de puissance de la matière, et $P(k)$ celui du traceur considéré. Le facteur b est nommé *biais*. Il est également présent pour $\xi(r)$ puisqu'il s'agit de la transformée de Fourier de $P(k)$. Notons que ce facteur b^2 dépend du traceur utilisé pour mesurer $\xi(r)$ et $P(k)$, et qu'il est susceptible de varier avec le *redshift*, la magnitude ou la masse du traceur.

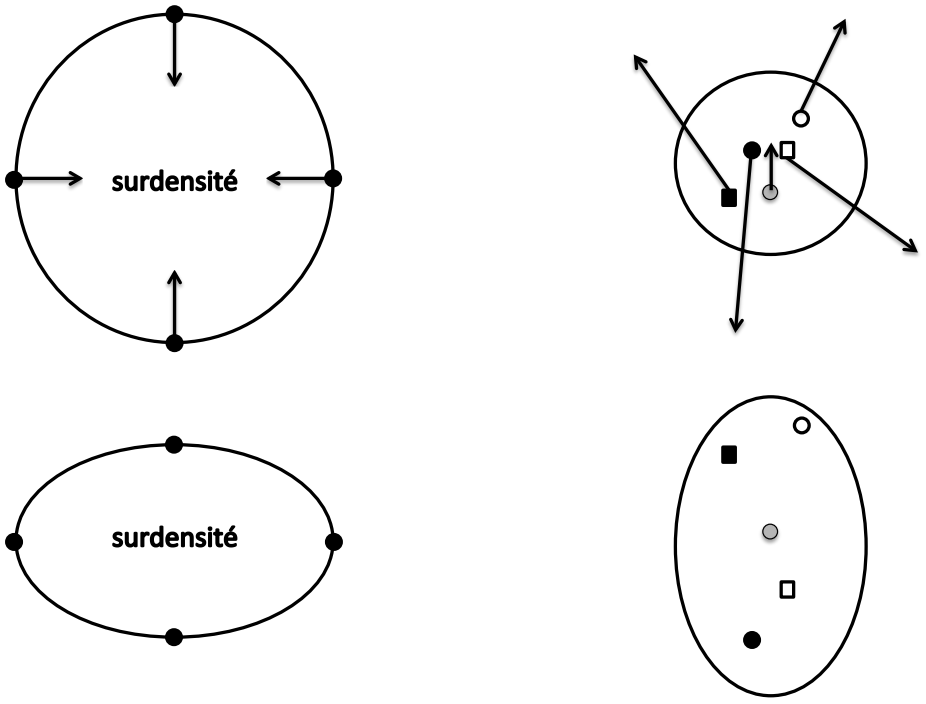
1.6.2 Distorsion de l'espace des *redshifts* (*RSD*)

On a vu précédemment que le *redshift* d'un objet permettait de définir la position de l'objet le long de notre ligne de visée. Toutefois, le lien entre *redshift* et position n'est exact que dans le cas où l'objet n'a pas de vitesse propre. Le *redshift* mesuré d'un objet dont la vitesse propre l'éloigne de l'observateur est plus grand que si sa vitesse était nulle : lorsque l'on reconstruit sa position le long de la ligne de visée, l'objet semble plus loin qu'il ne l'est réellement. Inversement, un objet dont la vitesse propre le rapproche de l'observateur par rapport au flot de Hubble semble plus proche. Ces effets sont nommés distorsion de l'espace des *redshifts* (*Redshift Space Distortions*). À cause de l'interaction gravitationnelle, les vitesses propres des traceurs sont corrélées avec le gradient de la densité de matière. Cette corrélation va modifier le spectre de puissance et la fonction de corrélation des traceurs.

À grande échelle ($\gtrsim 10Mpc$), les traceurs ont tendance à se déplacer vers les surdensités de matière noire, comme le montre la Figure 1.12a. Un traceur qui tombe vers une surdensité située entre l'observateur et ce traceur possède donc une vitesse d'éloignement totale plus faible que s'il ne suivait que le flot de Hubble. Lors de la reconstruction de la position radiale du traceur à partir de son *redshift*, le traceur apparaît donc plus proche de la surdensité. Le même raisonnement peut être effectué si l'on inverse les positions du traceur et de la surdensité. Puisqu'il tombe vers la surdensité, la vitesse radiale du traceur apparaît plus importante à l'observateur que si le traceur n'était pris que dans le flot de Hubble : il semble également plus proche de la surdensité. Au final, cela produit un effet d'«écrasement» de la distribution des traceurs autour des surdensités le long de la ligne de visée, qui apparaissent alors plus denses dans l'espace des *redshifts* que dans l'espace réel. Cet effet augmente donc l'amplitude de la fonction de corrélation et du spectre de puissance.

Kaiser et al. [29] a montré qu'à l'ordre linéaire, cet effet produit simplement un facteur multiplicatif sur $P(k)$, dépendant de l'orientation des modes par rapport à la ligne de visée :

$$P(k,\mu) = b^2(1+\beta\mu_k^2)^2 P_{\text{mat}}(k), \qquad \mu_k = \cos(\vec{k},\vec{k_{\parallel}})\,, \tag{1.42}$$



(A) Effet linéaire (Kaiser) (B) Effet non-linéaire (*Fingers of God*)

FIGURE 1.12 Représentation schématique de l'effet des distorsions dans l'espace des *redshifts*. En haut, les points représentent les positions des traceurs dans l'espace réel, et les flèches leurs vitesses. Les figures du bas montre les positions reconstruites dans l'espace des *redshifts*, dans le cas où l'observateur se situe en bas de l'image.

avec

$$\beta = \frac{f}{b}\,, \qquad f = \frac{\mathrm{dln}D}{\mathrm{dln}a} \simeq \Omega_m(z)^{0.55}\,. \tag{1.43}$$

Cette dernière équation est une paramétrisation valable dans le cadre de la relativité générale [30]. Le facteur β quantifie l'intensité du phénomène de RSDs, et f est le facteur de croissance des structures (à ne pas confondre avec D). Pour la fonction de corrélation, cet effet se traduit, toujours à l'ordre linéaire, par la formule de Hamilton [31] :

$$\xi(r) = b^2(1 + \frac{2\beta}{5} + \frac{\beta^2}{5})^2\xi_{\mathrm{mat}}(r)\,. \tag{1.44}$$

À plus petite échelle ($\lesssim 1Mpc$), les effets non-linéaires dominent, et les traceurs n'ont plus de mouvements cohérents au sein des surdensités. Lorsque l'on reconstruit les positions des traceurs, la dispersion des vitesses des traceurs génère un effet d'étalement de la surdensité le long de la ligne de visée, comme le montre la Figure 1.12b. Cet étalement entraîne une perte de puissance dans $P(k)$ et $\xi(r)$ aux petites échelles. Du point de vue d'un observateur, cela donne l'impression que la distribution de traceurs «pointe» vers lui : c'est pour cela que cet effet fut baptisé «*Fingers of God*». Il peut se modéliser par l'introduction d'un terme de dispersion σ_d dans le spectre de puissance. Nous introduirons cet effet dans $P(k)$ sous la forme suivante :

$$P(k,\mu) = b^2 \frac{(1+\beta\mu_k^2)^2}{1+(h\sigma_d\mu)^2} P_{\rm mat}(k), \qquad \mu_k = \cos(\vec{k},\vec{k_\parallel})\,. \tag{1.45}$$

On peut ainsi transformer le spectre de puissance mesuré pour les traceurs dans l'espace des *redshifts* en spectre de puissance de la matière dans l'espace réel. La transformée de Fourier de ce spectre de puissance nous servira de modèle pour l'ensemble des observations des chapitres suivants.

Chapitre 2

Les relevés de quasars BOSS et eBOSS

2.1 La collaboration SDSS

Derrière le sigle SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*) [32] se cache un ensemble de relevés photométriques et spectroscopiques effectués avec le télescope *Sloan*, installé à 2800 m d'altitude à l'*Apache Point Observatory* au Nouveau-Mexique. Ces relevés sont destinés à l'étude de l'univers à toutes ses échelles, des étoiles aux structures cosmologiques. Imaginé dans les années 80, le télescope Sloan fut opérationnel dès 1998 et les premiers programmes d'observations débutèrent en 2000. Leur objectif était de constituer de grands échantillons de données astrophysiques à l'aide du développement des capteurs CCDs et de l'amélioration de la vitesse des moyens informatiques de traitement de données. Les données ont été régulièrement mises à disposition de l'ensemble de la communauté scientifique, et peuvent se télécharger sur le site officiel de la collaboration SDSS [1].

1. http ://www.sdss.org

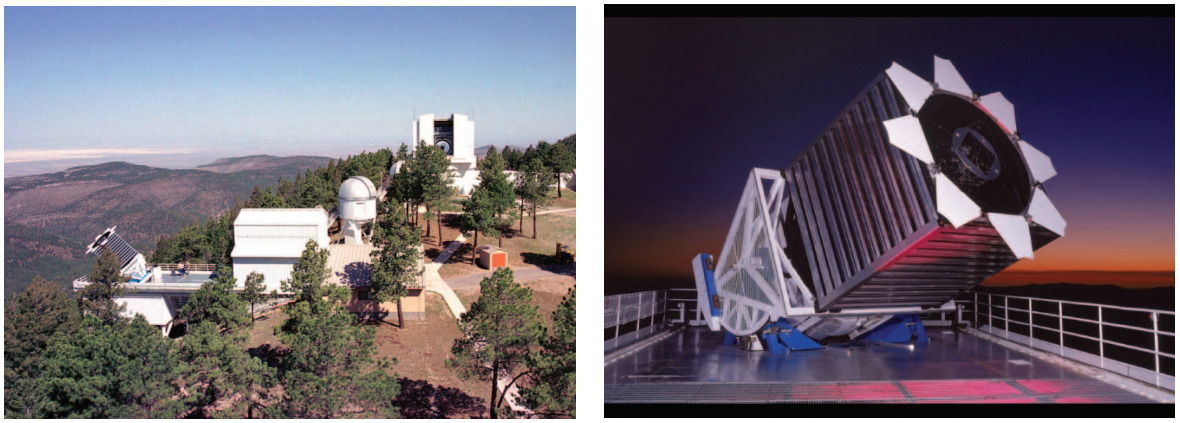


FIGURE 2.1 À gauche : l'observatoire d'Apache Point au Nouveau-Mexique. À droite : le télescope SDSS, en phase d'observation.

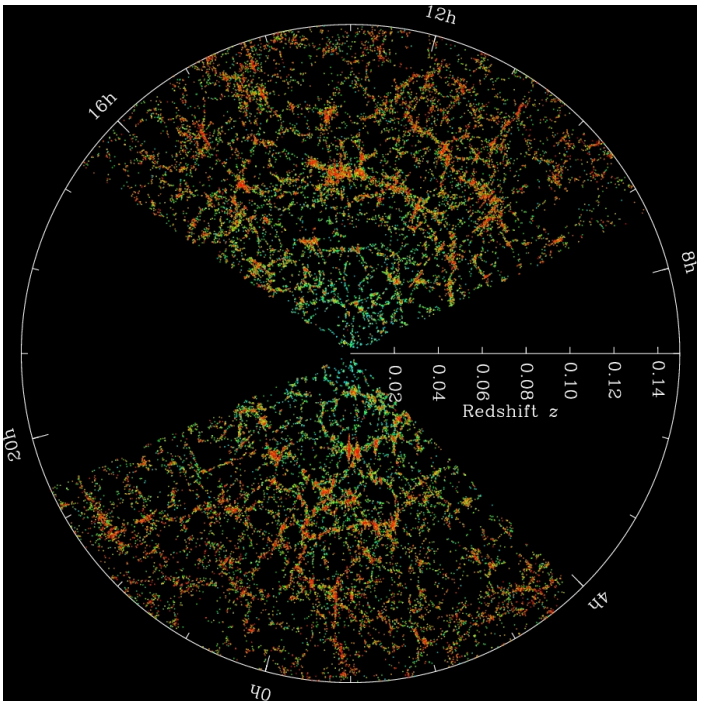


FIGURE 2.2 Distribution des galaxies SDSS I et II. La structure filamentaire de la distribution est clairement visible.

2.1.1 SDSS I et II

Les relevés SDSS I et II [33] sont les premiers relevés officiels réalisés par la collaboration SDSS. Le premier, effectué de 2000 à 2005, est la combinaison d'un relevé photométrique multi-filtres de 8000 $\deg^2$ avec un relevé spectroscopique d'environ 700 000 objets. Le second relevé, effectué de 2005 à 2008, a permis de compléter le relevé photométrique en portant la surface totale observée à 11 600 $\deg^2$, et le nombre de spectres à environ 1 600 000. Parmi ces spectres se trouvent 930 000 galaxies et 120 000 quasars, qui constituent l'échantillon *SDSS Legacy* et 460 000 spectres d'étoiles, qui constituent l'échantillon SEGUE-1 (*Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration*). Le relevé SDSS-II a également permis l'observation d'environ 500 supernovæ de type Ia (voir Figure 1.5).

L'objectif de ces deux relevés était double : obtenir un nouveau relevé photométrique couvrant une grande partie du ciel, et permettre l'observation du plus vaste relevé à 3 dimensions de galaxies jamais observé à l'époque. Les nombreux spectres observés ont également permis d'obtenir de nombreuses informations sur les propriétés astrophysiques des différentes sources, et la nouvelle photométrie devait permettre la sélection des cibles des futurs relevés spectroscopiques. L'ensemble de ces observations est disponible publiquement sous le nom DR7 (*Seventh Data Release*). Le principal résultat cosmologique obtenu par ces deux relevés est la détection du premier signal d'oscillations acoustiques de baryons, par Eisenstein et al. en 2005 [34]. Cette mesure a été effectuée à partir des spectres de 46 000 galaxies lumineuses rouges (*Luminous Red Galaxies*, ou LRG), à un *redshift* moyen de 0,35.

2.1.2 SDSS III

De l'automne 2008 jusqu'en 2013 s'est déroulée la prise de données de la troisième génération de relevés SDSS [35]. Elle se compose des relevés APOGEE (*Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment*), MARVELS (*Multi-object APO Radial Velocity Exoplanet Large-area Survey*), SEGUE-2 (l'extension du relevé SEGUE-1 des phases SDSS-I et II) et BOSS (*Baryon Acoustic Oscillations Sky Survey*). La section 2.2 discutera en détail du contenu et des objectifs du relevé BOSS. Pour l'instant, nous allons brièvement décrire les trois autres relevés de la phase SDSS III.

APOGEE

Le relevé APOGEE s'est déroulé des printemps 2011 à 2014, et a permis l'observation des spectres d'environ 100 000 étoiles géantes rouges situées dans l'ensemble de la Galaxie. Les spectres sont observés dans l'infra-rouge proche (1,51 μm $< \lambda <$ 1,70 μm) afin d'éviter une pollution du signal par la poussière galactique. Sa haute résolution ($\lambda/\Delta\lambda \simeq 20\,000$) et son haut rapport signal sur bruit (S/B > 100) ont permis à APOGEE de mesurer les abondances chimiques de ces étoiles, ainsi que leurs vitesses radiales (en atteignant une précision inférieur à 100 m.s^{-1}). Il est alors possible d'obtenir des informations sur la formation de notre galaxie en retraçant son évolution chimique. De plus, mesurer les vitesses des étoiles donne accès à sa structure dynamique, et permet d'avoir accès à la répartition de matière noire au sein de notre halo.

MARVELS

À partir de l'automne 2008, le relevé MARVELS a mesuré les vitesses radiales de 11 000 étoiles brillantes (10 000 sur la séquence principale, 1000 géantes rouges). Chaque étoile était observée de 25 à 35 fois, les observations étant réparties sur une durée de 18 mois : il aurait ainsi été possible de mesurer le cycle complet de rotation de ces étoiles. La recherche de perturbations au sein de ces cycles devait permettre de détecter la présence de planètes gazeuses géantes, et de contraindre ainsi leurs taux de formation, de migration et d'évolution dynamique. Initialement prévu jusqu'au printemps 2014, le relevé a été stoppé en 2012, faute d'avoir pu atteindre une résolution suffisante pour mesurer de telles perturbations.

SEGUE-2

Le relevé SEGUE-2 a permis d'agrandir l'échantillon obtenu par SEGUE-1 pendant les deux premières phases de SDSS. 119 000 nouvelles étoiles ont ainsi été observées. Comme pour APOGEE, les objectifs de ce relevé étaient d'étudier la structure et la composition chimique de notre galaxie, en se concentrant sur des zones plus éloignées du centre galactique (entre 10 et 60 kpc) que celles observées par APOGEE et en s'intéressant à des longueurs d'ondes plus faibles (385 nm $< \lambda <$ 920 nm). Ces observations ont permis d'étudier l'évolution galactique tardive, et permettent d'estimer plus précisément la masse totale du halo de matière noire de la Galaxie.

2.1.3 SDSS IV

En 2014 a débuté la quatrième phase d'observation de la collaboration SDSS. Cette nouvelle génération contient trois relevés principaux : APOGEE-2, MaNGA (*Mapping Nearby Galaxies at*

APO), et *extended* BOSS. Deux relevés de plus petites tailles viennent compléter ce programme : il s'agit des relevés TDSS et SPIDERS. Nous proposons à nouveau une brève description de ces différents relevés, hormis pour le relevé eBOSS qui sera décrit en détail dans la section 2.2, et le relevé APOGEE-2, qui possède les mêmes caractéristiques que le premier relevé du même nom, et devrait augmenter le nombre d'étoiles observées par APOGEE.

MaNGA

Les relevés de galaxies mesurent habituellement leurs spectres au centre des galaxies choisies. Le relevé MaNGA propose d'observer des galaxies avec un faisceau de fibres optiques afin de mesurer les champs de vitesse d'environ 10 000 galaxies, situées à un *redshift* moyen de 0,03, sur une surface d'environ 4000 deg^2. Ce relevé devrait aussi permettre de mesurer les variations spatiales du taux de formation d'étoiles et de la composition chimique de ces galaxies.

TDSS

Le relevé TDSS (*Time-Domain Spectroscopic Survey*) a pour but d'observer à plusieurs instants les spectres de 100 000 sources variables (étoiles et quasars). Ces observations devraient permettre de comprendre la physique qui gouverne ce type de sources. De plus, la connaissance de la variabilité de sources est une donnée utile pour améliorer la qualité d'identification des sources d'un relevé photométrique.

SPIDERS

Comme son nom l'indique, le principal objectif du relevé SPIDERS (*Spectroscopic Identification of eROSITA Sources*) est d'observer les spectres de sources à rayon X (AGN) détectées par eROSITA, mais aussi des amas de galaxies détectés par ROSAT et XMM. Le relevé SPIDERS devrait permettre d'effectuer une mesure précise du facteur de croissance des structures.

2.2 BOSS et eBOSS, deux relevés de quasars

2.2.1 Les objectifs

Le relevé BOSS (*Baryon Oscillation Spectroscopic Survey*) [36] consiste en deux relevés spectroscopiques, observés de manière simultanée, sur environ 10 000 deg^2. Le premier relevé comprend 1,5 millions de galaxies rouges lumineuses (où LRG, pour *Luminous Red Galaxies*) jusqu'à un *redshift* de 0,7, le second environ 150 000 quasars, situés à des *redshifts* allant de 2,15 à 3,5. Son objectif principal était une mesure précise de l'échelle BAO : la haute densité de galaxies a permis d'obtenir une mesure de cette échelle, seulement limitée par la variance cosmique (voir section 3.2.1). En plus de la mesure de l'échelle BAO, cet échantillon est utilisé pour réaliser une analyse des distorsions dans l'espace des *redshifts*. Le relevé de quasars a permis de mettre en œuvre la première mesure à haut *redshift* de l'échelle BAO en analysant les forêts d'absorption Lyman α. Une présentation plus détaillée des différents résultats concernant l'échelle BAO sera exposée dans le chapitre 5. Le nombre conséquent de spectres de galaxies et de quasars a également permis d'étudier les différentes propriétés astrophysiques de ces objets. Enfin, de nombreux programmes secondaires ont aussi été réalisés durant le temps d'observation du relevé BOSS.

Le relevé eBOSS (*extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey*) [37] est composé de trois nouveaux relevés spectroscopiques. Le premier est un relevé de quasars, situés à des *redshifts* compris entre 0,9 et 2,2 sur une surface de 7 500 $\deg^2$, dont le but est également la mesure de l'échelle BAO. Pour obtenir une mesure précise à 2 %, le relevé doit atteindre une densité de quasars de $\simeq 60$ $\deg^{-2}$, sachant qu'une densité de 13 $\deg^{-2}$ est déjà atteinte en utilisant les quasars mesurés par les précédents relevés SDSS. Le second relevé a pour but de compléter l'échantillon de LRGs de BOSS, en observant des galaxies situés à plus haut *redshift* (environ 40 $\deg^{-2}$, à $0,6 < z < 1,0$, avec $\langle z \rangle \simeq 0,7$). Le troisième relevé du programme eBOSS se compose de galaxies à raies d'émissions (*Emission Line Galaxies*, ou ELG) à un *redshift* moyen de 0,85. L'objectif est d'atteindre un nombre total de 190 000 ELGs, objectif difficile compte-tenu de la difficulté de la sélection de cible pour ce type de traceurs. Ce relevé recouvrira une partie de la gamme en *redshift* du relevé de quasars eBOSS et du relevé de LRGs, afin d'effectuer des mesures de fonctions de corrélation croisées entre les différents échantillons. Ce type d'analyse limite fortement l'impact des effets systématiques sur les mesures. Enfin, certains spectres de quasars seront ré-observés afin d'augmenter leur rapport signal sur bruit, ce qui est d'une grande importance pour les analyses des fôrets Lyman α. La Figure 2.3 montre le programme prévisionnel d'observation du relevé eBOSS.

Le relevé BOSS s'est terminé avant la date initialement prévue. Pendant le temps d'observation restant, un programme intermédiaire, nommé SEQUELS, a débuté [38]. Ce programme s'est poursuivi pendant les premiers mois d'observation d'eBOSS. Il a permis de tester les sélections de cibles du relevé eBOSS, avec une densité de cibles plus élevée que pour le relevé eBOSS. Les relevés sont séparées en différentes zones continues, nommées *chunks*. Nous verrons que pour le relevé BOSS, la sélection de cibles quasars (voir section 2.4), ainsi que le niveau de priorité des différents types de cibles (voir section 2.5.1) peut être différent suivant le *chunk* considéré.

2.2.2 Les quasars

En 1963, plusieurs sources, considérées à l'époque comme des étoiles bleues, ont été observées à l'aide de télescopes radio. Ceci était totalement inattendu car les étoiles ne sont pas connues pour être de forts émetteurs d'ondes radio. L'observation des spectres de ces sources a permis de constater qu'il ne s'agissait pas d'étoiles, car leurs spectres comprenaient des raies d'émissions larges. Ces raies ont été par la suite identifiées comme des raies de Balmer fortement *redshiftées* : ces objets astrophysiques étaient donc situés à des distances considérables de notre galaxie, et devaient donc être des sources extrêmement lumineuses. À partir des années 70, on comprend que ces objets quasi-stellaires (en anglais, *Quasi Stellar Objects* (QSO), ou quasars) sont des trous noirs supermassifs situés au centre de galaxies, et qu'ils possédent des disques d'accrétion très lumineux. À partir de 1985, ce modèle est complété par l'ajout d'un tore de poussière, situé autour de l'objet (voir Figure 2.4). Ce type de modèle permet alors de décrire toute une zoologie de sources, qui correspondent au même modèle de sources astrophysiques, mais vues sous des angles différents.

Les quasars présentent l'originalité d'être plus nombreux à haut qu'à bas *redshift*. Cette particularité est interprétée comme le fait que la lumière que l'on observe provient essentiellement de du disque d'accrétion. Ce disque d'accrétion rayonne jusqu'à l'épuisement de sa réserve d'hydrogène. À partir de ce moment, l'objet n'est plus visible car la lumière émise par sa galaxie n'est pas suffisament importante pour pouvoir détecter un objet si lointain. L'évolution du nombre de quasars «actifs» est caractérisé par le rapport du nombre de quasars sur le nombre total de trous noirs supermassifs, que l'on nomme cycle utile (*duty cycle* en anglais).

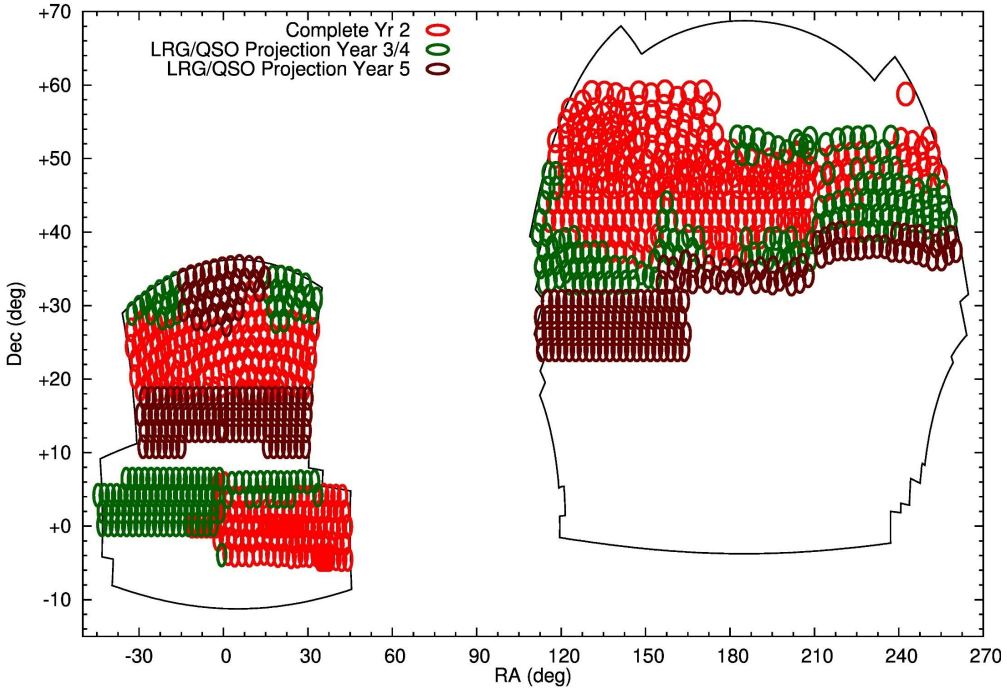


FIGURE 2.3 Emprunte du relevé eBOSS, en noir, en ascension droite et déclinaison. Les ellipses rouges correspondent aux plaques observées pendant les deux premières années, les ellipses vertes correspondent aux plaques programmées pour les troisième et quatrième années, et les ellipses marrons aux plaques programmées pour la cinquième année. La zone avec les ellipses rouges plus rapprochées ($120 < RA < 210$) correspond au relevé SEQUELS.

Les fortes luminosités des quasars permettent d'avoir accès à des relevés à 3 dimensions pour une gamme en *redshift* supérieure à celle de simples galaxies ($z > 0.9$) : il devient alors possible de tester le modèle ΛCDM juste avant que l'univers ne soit dominé par l'énergie sombre. La mesure du pic BAO à ces distances permet alors de caractériser l'expansion de l'univers lors de la transition entre ses phases de décélération et d'accélération. Notons enfin que les quasars sont des objets rares, et que les analyses de leur structuration sont récentes [39–44].

2.3 L'instrument

Cette section présente les caractéristiques techniques du télescope SDSS [45], de sa caméra [46] et de ses spectrographes [47].

2.3.1 Le télescope

Pour effectuer dans un temps raisonnable des relevés photométriques et spectroscopiques dans une grande fenêtre d'observation, il est nécessaire que le télescope possède un grand champ d'ouverture. Il est également nécessaire de limiter les distorsions dans le plan focal du télescope : ce problème est courant lorsque l'on doit projeter une surface courbée sur un plan. Le

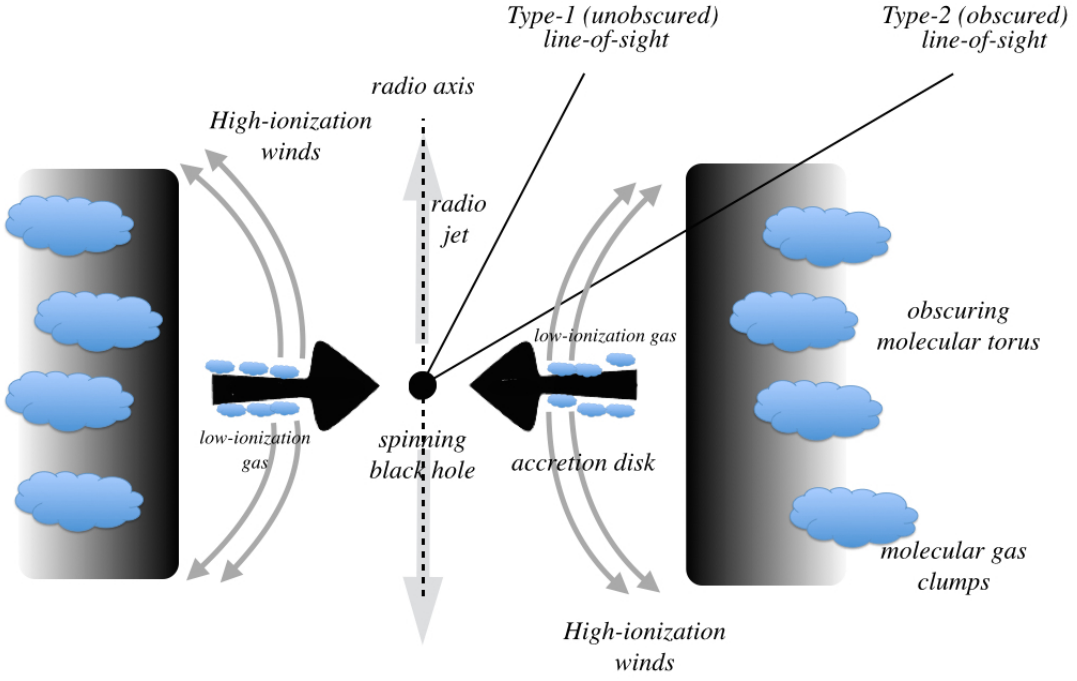


FIGURE 2.4 Schéma d'un quasar. Il est composé d'un trou noir supermassif, de deux jets d'émission radio, d'un disque d'accrétion très lumineux et d'un tore de poussière.

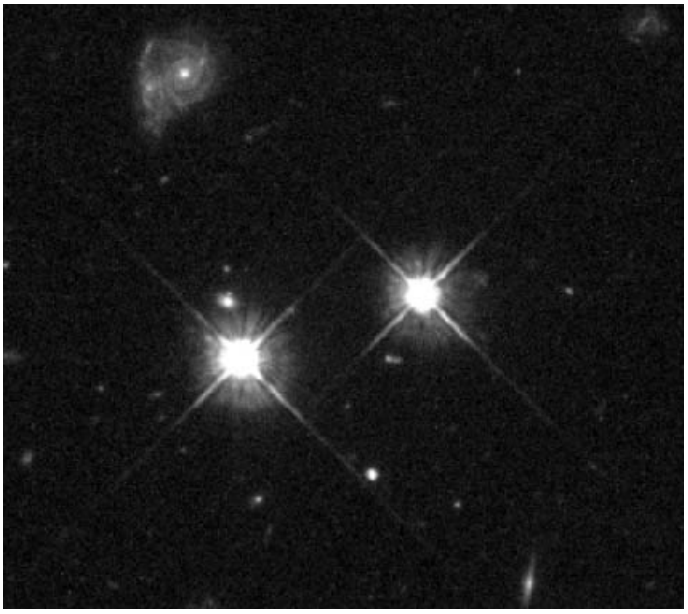


FIGURE 2.5 Image photométrique d'un quasar (à gauche), d'une étoile (à droite) et d'une galaxie (en haut à gauche), obtenue par le télescope Hubble[2]. Avec une seule bande photométrique, il est très difficile de différencier un quasar d'une étoile, car il s'agit de deux sources ponctuelles.

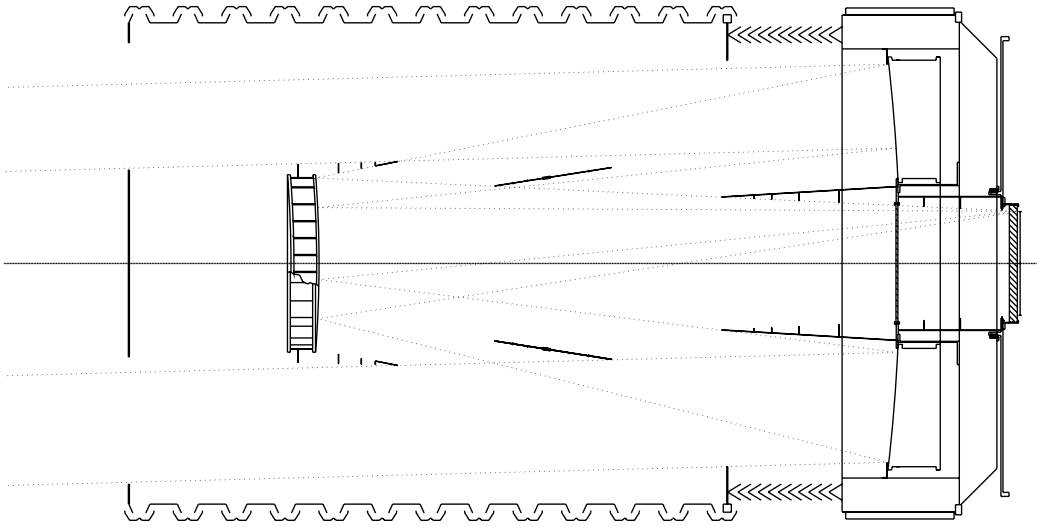


FIGURE 2.6 Schéma du système optique du télescope SDSS. Les pointillés correspondent à la lumière émises par une source situées à l'infini. Une partie des rayons est bloquée par la présence du miroir secondaire.

choix de la collaboration s'est arrêté sur un télescope de type Dupont. Il s'agit d'un télescope Ritchey-Chrétien (possédant deux miroirs hyperboliques) accompagné d'un correcteur optique pour réduire l'astigmatisme du dispositif. Le premier miroir possède un diamètre de 2,5 m, et est percé d'un trou central de 1,17 m. Au dessus de ce trou se situe le miroir secondaire, d'un diamètre de 1,08 m (1,30 m avec son support), qui bloque environ 27% de l'ouverture du télescope. Le rapport focale sur diamètre total pour les deux miroirs vaut $f/5,0$. Un espace de 0,76 m est présent entre le miroir primaire et le plan focal du télescope, afin de libérer de la place pour les différents instruments. Enfin, le correcteur est de type Gascoigne : il s'agit d'une lentille de 802 mm de diamètre, et d'environ 12 mm d'épaisseur. Au final, le champ de vue du télescope est d'environ 7 $\deg^2$.

Même avec l'ajout du correcteur de type Gascoigne (appelé aussi correcteur « commun »), les distorsions dans le plan focal sont encore trop importantes pour permettre une prise de données correcte. Deux correcteurs interchangeables sont ajoutés, suivant le mode de fonctionnement voulu. Pour la caméra du relevé photométrique, le correcteur permet de limiter les déformations géométriques. Lorsque les spectrographes sont utilisés, ce correcteur est remplacé par un autre, plus fin, permettant de corriger les distorsions de couleur, liées à la diffraction de la lumière dans le système optique du télescope.

L'ensemble du système optique est protégé du vent par une structure en métal. Au bout de cette structure, un système d'ouverture en « pétales » permet de refermer et protéger le système optique lorsque le télescope est au repos. La masse totale du télescope est d'environ 15,5 tonnes : elle est suffisamment faible pour permettre l'utilisation d'un simple système motorisé pour faire varier l'angle zénithal de pointé du télescope. L'ensemble est monté sur une plaque rotative de 2,54 m de diamètre, qui permet de faire varier l'angle azimutal pointé par le télescope.

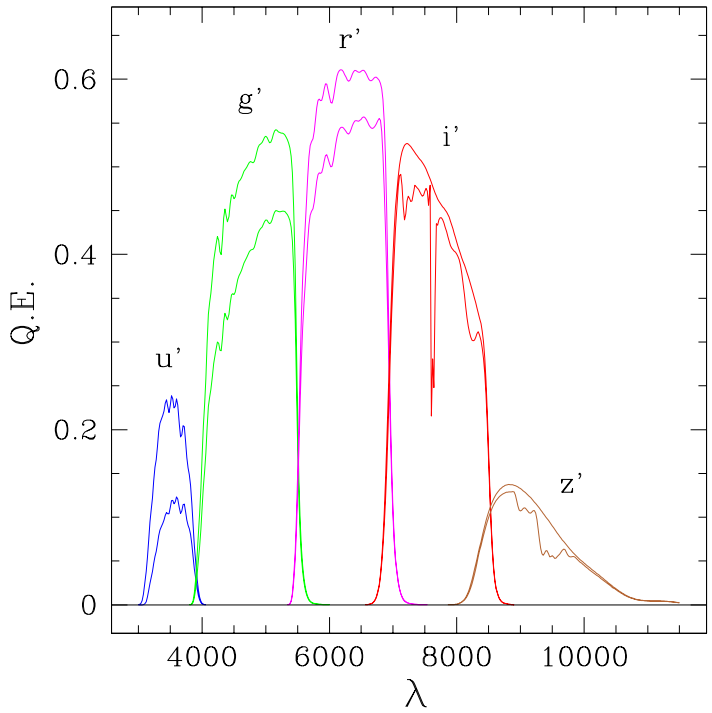


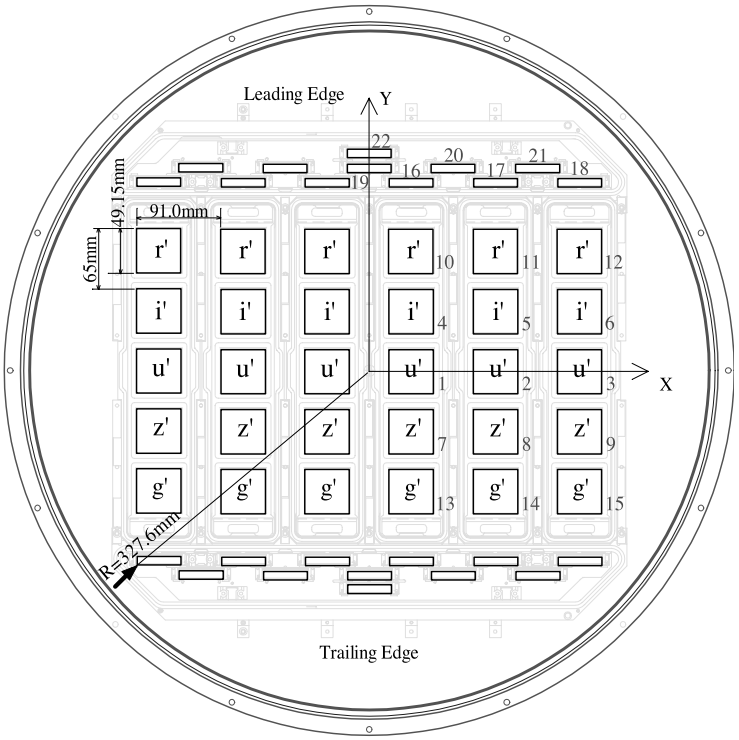
FIGURE 2.7 Représentation de l'efficacité quantique des cinq filtres photométriques de la caméra SDSS (u, g, r, i, z) [45]. La partie inférieure représente l'efficacité après l'effet d'absorption de l'atmosphère terrestre.

2.3.2 Photométrie et caméra

Afin de faciliter la sélection de cibles des futurs relevés (voir partie 2.4), le relevé photométrique a été effectué dans 5 filtres photométriques [48], dont l'efficacité quantique de transmission est représentée sur la Figure 2.7. Ces filtres couvrent un spectre allant de la coupure atmosphérique dans l'ultra-violet à l'infra-rouge, limite imposée par les détecteurs à base de Silicium. Les filtres choisis sont les suivants : u ($\lambda_{eff} = 3550$), g ($\lambda_{eff} = 4770$), r ($\lambda_{eff} = 6230$), i ($\lambda_{eff} = 7620$) et z ($\lambda_{eff} = 9130$). Les CCDs sont répartis sur une grille de 6 colonnes de 5 CCDs (un CCD par filtre). Les CCDs choisis sont composés de 2048x2048 pixels de 24 μm de côté. Leur disposition ainsi qu'une photographie sont présentés sur la Figure 2.8. Les magnitudes limites de la caméra sont définies pour une valeur minimale de rapport signal sur bruit de 5 pour une étoile observée avec une colonne de masse d'air de 1,4[3]. On obtient alors les limites suivantes, données en magnitudes AB (voir section 2.4.1) : 22,1 pour la bande u, 23,2 pour la bande g, 23,1 pour la bande r, 22,5 pour la bande i et 20,8 pour la bande z. Les CCDs sont maintenus à une température de -80 degrés Celsius.

Il est nécessaire de connaître avec précision la position de chacune des sources. Les CCDs dédiés à la photométrie ne permettent pas de mesurer précisément la position des sources, car les capteurs saturent à proximité des étoiles très brillantes dans les filtres utilisés habituellement pour l'astrométrie (filtres g,r et i). Pour résoudre ce problème, 24 CCDs plus petits (2048×400 pixels), observant en bande r, sont situés de part et d'autre des CCDs dédiés à la photométrie.

3. La colonne de masse d'air, où *Airmass* en anglais, représente l'épaisseur parcourue par la lumière à travers l'atmosphère terrestre, normalisé par rapport à l'épaisseur de l'atmosphère au zénith et au niveau de la mer



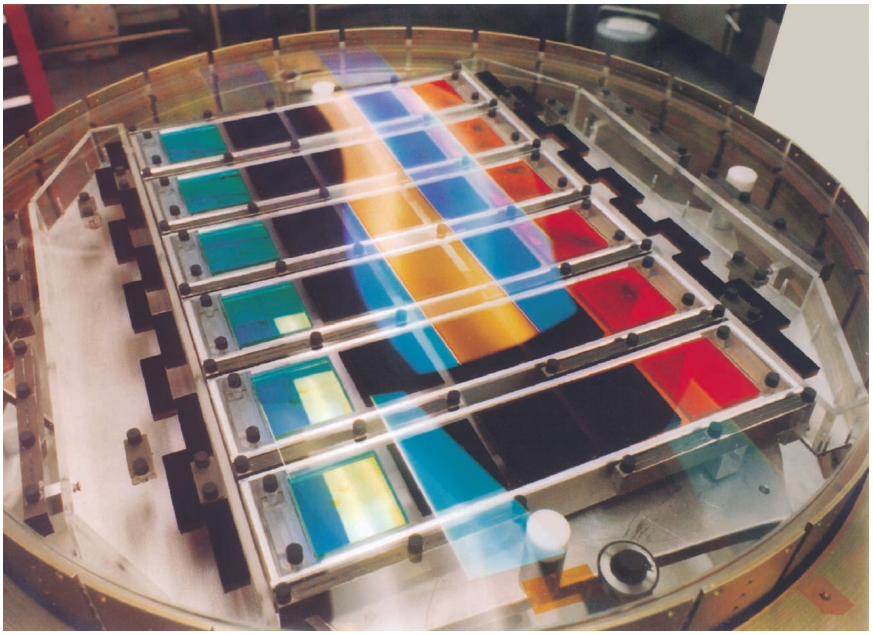


FIGURE 2.8 En haut : positions des CCDs dans le plan focal du télescope [45]. Pendant la phase de *TDI Drift-Scan*, l'image défile de haut en bas. Les CCDs d'astrométrie sont situés en amont et en aval du *Drift Scan*, et sont dédiés au pointage des sources. En bas : photographie du correcteur utilisé pour la phase photométrique [45]. Les filtres sont visibles au dos du correcteur.

Un filtre atténue le signal reçu de 3 magnitudes, et évite la saturation des capteurs. Ces CCDs d'astrométrie permettent donc d'observer les étoiles de références astrométriques.

Le relevé photométrique a été réalisé en utilisant une méthode de *time-delay-and-integral drift scans* (*TDI-scans*), afin d'augmenter l'efficacité d'observation. Cette technique consiste à fixer le pointé du télescope, et laisser le ciel défiler avec la rotation de la Terre. Lorsque la première ligne de pixels du capteur CCD est lue, toutes les autres lignes sont décalées d'un pixel en direction de la première ligne. Si la vitesse de lecture des pixels de cette première ligne est synchronisée avec le défilement de l'image du ciel dans le plan focal, chaque ligne de pixels sera alignée sur la même image du ciel.

Cette méthode est beaucoup plus rapide et simple à effectuer que la réalisation d'un pavage du ciel, qui est une méthode très dépendante de la qualité du pointé du télescope. La méthode de *TDI-scans* possède cependant un inconvénient. Le défilement du ciel implique qu'une ligne de pixels donnée ait traversé l'ensemble du plan focal : l'image obtenue est donc très sensible à l'ensemble des déformations géométriques qui affecte le plan. C'est la raison pour laquelle le second correcteur est très important pour la réalisation du relevé photométrique.

2.3.3 Les spectrographes

Deux spectrographes sont utilisés pour effectuer les relevés BOSS et eBOSS, possédant chacun 500 fibres optiques. Chaque fibre est branchée dans un trou, percé dans une plaque d'aluminium de 3,2 mm d'épaisseur pour un diamètre de 0,813 m (voir Figure 2.9). Les positions des trous correspondent aux positions des cibles dans le plan focal du télescope : les plaques sont percées à l'avance à l'université de Washington, à partir des catalogues de cibles (voir section 2.4). Les plaques sont maintenues sur une cartouche (voir Figure 2.10) à l'aide de deux anneaux de fixation, et une tige métallique de 92" de diamètre située au centre de la plaque (nommée *centerpost*) permet de courber légèrement la plaque afin qu'elle épouse le plan focal. Les fibres ont un diamètre de 120 μm (ce qui correspond à 2" sur le ciel), qui correspond à la largeur moyenne à laquelle sont vues les galaxies du relevé BOSS, et sont blindées afin d'éviter les pertes de lumière. Elles sont groupées par vingtaine, et les extrémités des fibres d'un groupe sont connectées à un module solidement fixé sur la cartouche. Ainsi, les fibres ne sont pas susceptibles de se tordre lorsque la cartouche est placée dans le plan focal du télescope. Le faisceau de fibres, en sortie de module, est ensuite fixé à l'une des deux *slitheads*, qui sont chacune branchée dans un spectrographe.

Pour couvrir la surface de 10 000 deg^2, il a été choisi de réaliser des expositions de 15 minutes, répétées jusqu'à l'obtention d'un rapport signal sur bruit S/B moyen de $\simeq 3-4$ par Å pour chaque spectre. En moyenne, chaque plaque est exposée une heure. Pour une nuit d'observation, jusqu'à neuf cartouches sont préparées pendant la journée, afin d'optimiser la prise de données. En plus des cibles issues de la sélection, des trous sont percés pour positionner des fibres permettant la mesure du flux moyen du ciel (à soustraire des spectres mesurés), et pour suivre des sources de référence pour réaliser le pointé du télescope. Les plaques sont également percées aux positions des étoiles les plus brillantes, afin d'éviter que leurs reflets sur la plaque métallique ne biaise les spectres mesurés.

La plage en longueur d'onde mesurée pour chaque spectre s'étend de 3560 Å à 10 400 Å, avec un pouvoir de résolution $R = \lambda/\Delta\lambda > 1000$ [4]. Le parcours de la lumière dans un spectrographe est schématisé sur la Figure 2.11. Chaque *slithead* regroupe un faisceau de 500 fibres, et illumine un

4. $\Delta\lambda$ est la largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement du point.

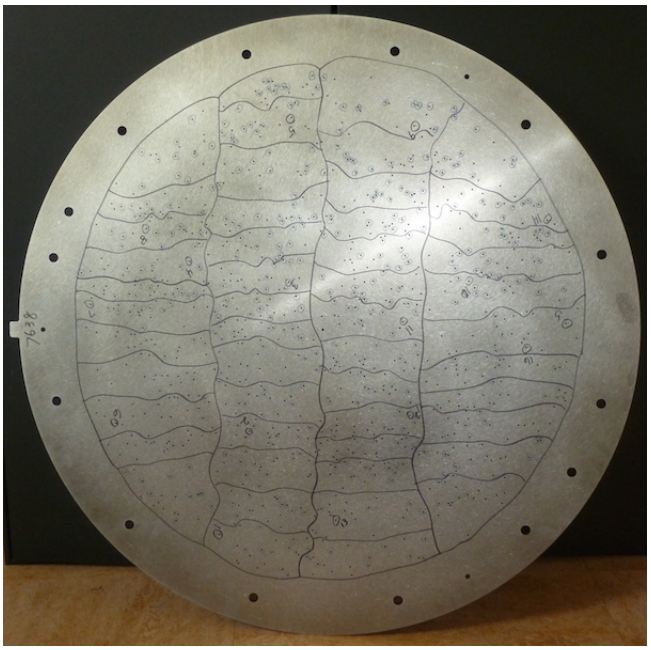


FIGURE 2.9 Photographie d'une plaque appartenant au relevé eBOSS. Les trous au bord de la plaque permettent de fixer la plaque à la cartouche. Les zones séparées par des lignes noires contiennent 20 trous, et aident les opérateurs à brancher les fibres par groupe. La plaque n'occupe que 5 $\deg^2$ de l'ouverture du télescope (sur les 7 $\deg^2$ disponibles).

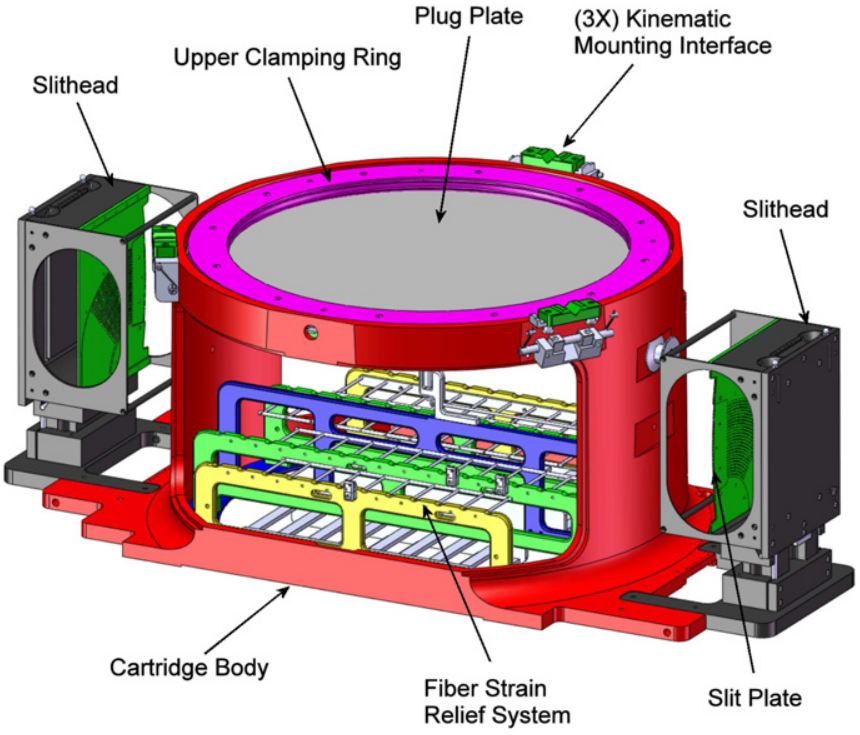


FIGURE 2.10 À gauche : schéma d'une cartouche [47]. Les groupes de 20 fibres sont d'abord fixées sur le module (*Relief System*), puis sont branchées dans *slit plate*. Une fois la cartouche positionnée dans le plan focal du télescope, les deux *slitheads*, regroupant chacune 500 fibres, sont connectées aux spectrographes.

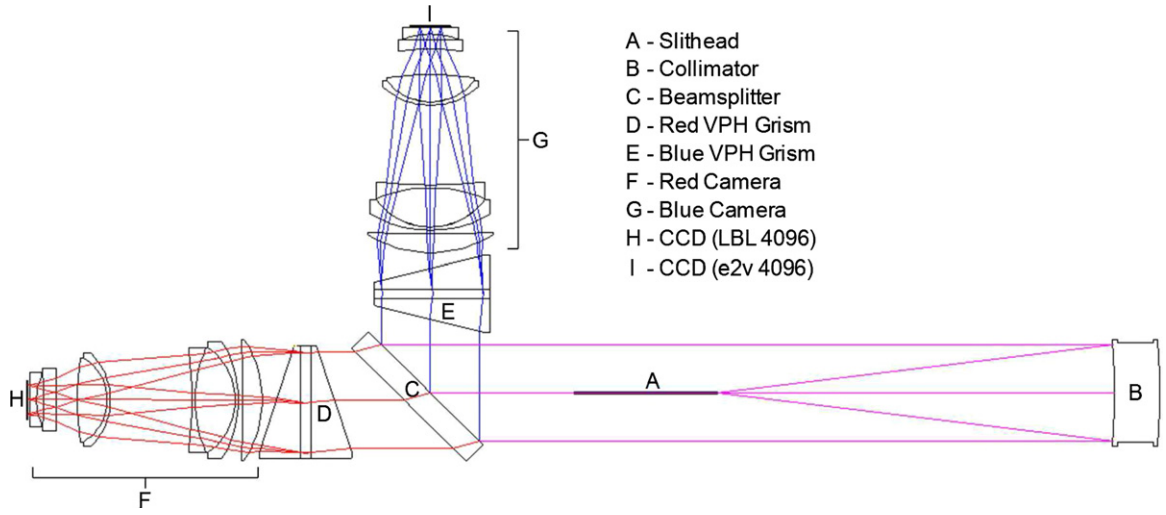


FIGURE 2.11 Schéma du parcours de la lumière des fibres aux spectrographes BOSS et eBOSS [47]. Le faisceau de cibles (A) illumine un miroir collimateur, qui élargit le rayon de lumière émise. La lumière est séparée en une composante rouge et bleu par un miroir dichroïque (C), qui traverse chacune un grisme (D et E). La lumière de chaque composante traverse ensuite un jeu de huit lentilles (F et G) puis illumine un capteur CCD (I et H).

miroir collimateur, qui permet d'obtenir un rayon de 160 mm de diamètre. Un miroir dichroïque orienté à 45 degrés sépare la lumière en une composante bleue ($\lambda < 6050$, avec un rendement de 98 %) et une composante rouge ($\lambda > 6050$, avec un rendement de 94 %). Chaque composante traverse ensuite un grisme (*grating prism* en anglais), qui est un prisme dont une des faces est taillée de manière à former un réseau de diffraction. Le grisme permet ainsi de décomposer la lumière de chaque fibre. Chaque composante diffractée est observée par une caméra, composée d'une succession de huit lentilles et d'un CCD. Ce CCD est composé de 4000x4000 pixels, et chaque spectre est séparé du voisin par 6 pixels afin de limiter la pollution d'un spectre sur un autre.

2.4 Sélection des cibles quasars

Le relevé photométrique SDSS a permis de détecter plusieurs millions de sources dans cinq filtres photométriques. La quantité de fibres dédiées à l'observation de spectres étant limitée, il est nécessaire de ne sélectionner qu'une partie de ces sources. Les quasars étant des sources ponctuelles, comme les étoiles (voir Figure 2.13), il n'est pas possible de les sélectionner à partir de considérations géométriques (contrairement aux galaxies, qui peuvent être identifiées à l'aide de tels critères lorsqu'elles sont résolus par le relevé photométrique SDSS). La sélection des cibles quasars s'effectue donc essentiellement à partir des informations photométriques.

2.4.1 Couleurs et magnitudes

Dans ce manuscrit, nous ferons souvent référence aux magnitudes apparentes et couleurs des sources des relevés SDSS. La magnitude apparente m permet de mesurer la luminosité d'une

Bandes	b	Magnitude asinh à $f/f_0 = 0$	Magnitude asinh à $f/f_0 = 10b$
u	$1{,}4 \times 10^{-10}$	24,63	22,12
g	$0{,}9 \times 10^{-10}$	25,11	22,60
r	$1{,}2 \times 10^{-10}$	24,80	22,29
i	$1{,}8 \times 10^{-10}$	24,36	21,85
z	$7{,}4 \times 10^{-10}$	22,83	20,32

TABLE 2.1 Valeurs du paramètre b pour calculer des magnitudes asinh dans chaque bande de photométrie SDSS, ainsi que la valeur de la magnitude asinh à flux zéro et à $f/f_0 = 10b$. En dessous de cette valeur, magnitude asinh et magnitude AB sont presque équivalentes.

source, et se définit comme :

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

où f est le flux rayonné par la source, et f_0 le flux d'une source de référence, exprimés en Jansky (1 Jy = 10^{-26} W.Hz^{-1}.m^{-2}). Plus un objet est brillant, plus sa magnitude est petite. L'utilisation d'une échelle logarithmique multipliée par un facteur 2,5 a été suggérée par Pogson en 1856 [49], car notre œil est sensible à la variation logarithmique d'un flux de lumière. Il est possible de définir plusieurs types de magnitudes de Pogson suivant le flux de référence choisie. Les magnitudes AB possèdent un flux de référence $f_0 = 3631$ Jy. Dans la collaboration SDSS, la source standard est proche de celle des magnitudes AB, mais diffère légèrement dans chaque bande de couleur à cause d'un décalage en calibration de la photométrie ($u_{AB} = u_{SDSS} - 0,04$, $z_{AB} = z_{SDSS} + 0,02$). On définit alors un « maggy » comme le flux de référence des magnitudes SDSS :

$$m = -2,5 \log_{10}\left(\frac{f}{\text{Mgy}}\right) = 22,5 - 2,5 \log_{10}\left(\frac{f}{\text{nMgy}}\right)\,. \tag{2.2}$$

La photométrie SDSS permet de mesurer le flux sur l'ensemble du ciel. Pour des sources très peu lumineuses, le rapport signal sur bruit est très faible. Une source détectée dans un filtre donné peut produire un flux mesuré négatif dans un autre filtre. Il est donc impossible de définir une magnitude de Pogson en tout point du relevé photométrique SDSS. C'est pourquoi les magnitudes sont exprimées en magnitudes asinh (nommés aussi *Luptitudes* [50]) :

$$m = -2,5 \ln(10)[\text{asinh}\left(\frac{f/f_0}{2b}\right) + \ln(b)]\,, \tag{2.3}$$

où f_0 correspond à la source standard SDSS. Le paramètre b dépend du filtre photométrique. La Table 2.1 donne pour chaque filtre les valeurs du paramètre b, la valeur de magnitude lorsque le flux est nul, et la valeur de la magnitude quand $f/f_0 = 10b$. En dessous de cette valeur de magnitude, une magnitude AB et une magnitude asinh de même valeur correspondent au même flux, à 1 % près.

La couleur d'un objet est un rapport de flux entre deux filtres, ce qui est équivalent à la différence entre les magnitudes de cet objet dans ces deux filtres.

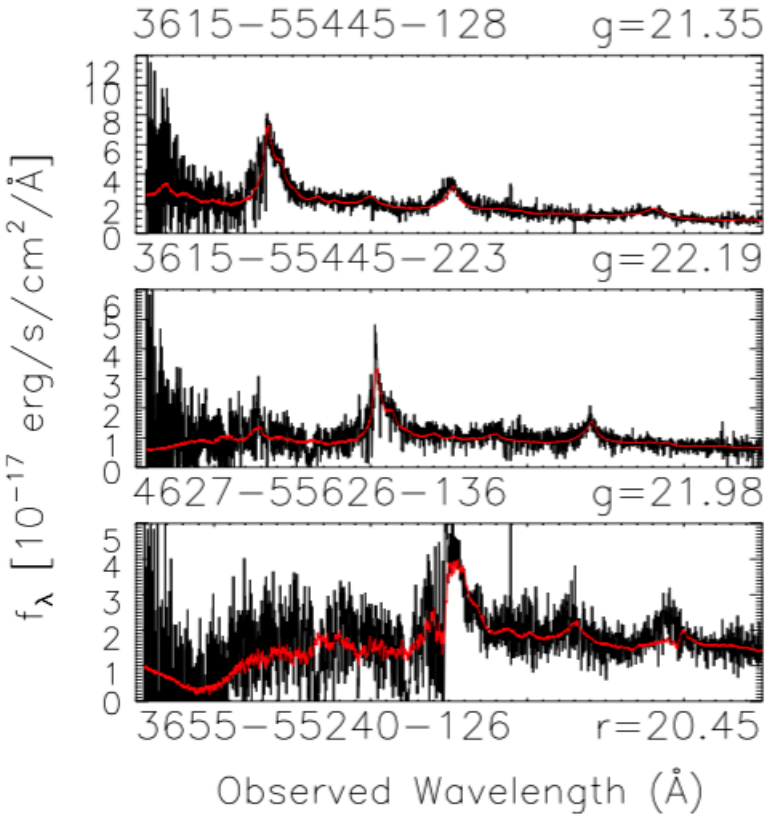


FIGURE 2.12 Exemple de spectres de quasars, observés avec le relevé BOSS [36]. Le premier est situé à $z = 2,57$, le second à $z = 3,14$ et le dernier à $z = 3,53$.

2.4.2 Quelques considérations générales

Les couleurs des quasars sont généralement différentes de celles de la plupart des types d'étoiles. Comme le montre la Figure 2.12, les spectres de quasars comportent un continuum bleu jusqu'à la raie d'émission Lyman α, contrairement aux étoiles, caractérisées par de nombreuses absorptions de la raie de Balmer. En particulier, les quasars situés à des *redshifts* inférieurs à 2,2 présente un excès d'émission dans l'ultra-violet par rapport aux étoiles : ils sont donc facile à séparer de la population d'étoiles, comme le montre la Figure 2.13. La sélection se complexifie pour des *redshifts* supérieurs à 2,2 : l'excès dans l'ultra-violet est moins visible, et leurs couleurs sont semblables à celles des étoiles bleues et des étoiles de type A [51, 52]. La Figure 2.13 montre la position des quasars à différents *redshifts* dans un diagramme couleur-couleur $(g-r)$ vs $(u-g)$: le *locus* des étoiles croise celui des quasars à partir de $z \simeq 2,7$.

Comme mentionné dans la section 2.2, le premier but du relevé de quasars BOSS est de permettre une analyse des fôrets Lyman α. Ce type d'analyse ne requiert pas une sélection homogène des cibles. Cela permet d'utiliser l'ensemble des informations photométriques disponibles, même si cela conduit à une sélection inhomogène, car plus efficace là où la photométrie est de meilleure qualité. C'est le cas par exemple du *strip 82*, une zone du *South Galactic Cap* (ou SGC) observée de nombreuses fois pour la recherche de supernovæ, et donc beaucoup plus profonde que le reste du relevé photométrique SDSS. Cependant, l'échantillon de quasars BOSS à $z > 2.2$ doit aussi permettre de mesurer les fonctions de luminosité et de corrélation des quasars. Ce type d'analyse

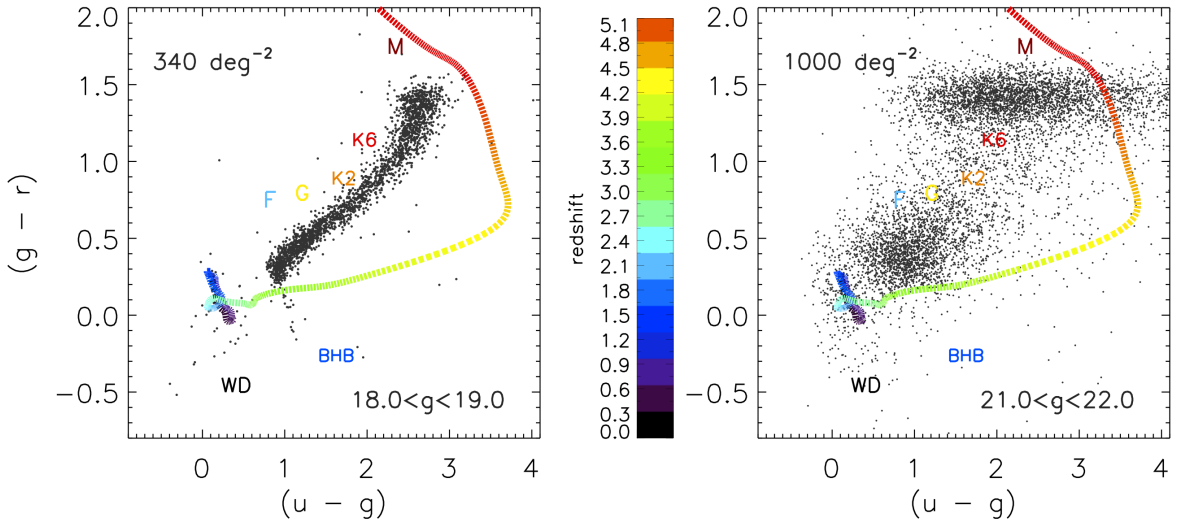


FIGURE 2.13 Positions des étoiles pour $18,0 < g < 19,0$ (à gauche) et $21,0 < g < 22,0$ (à droite) dans le plan couleur-couleur $(u-g)$ vs $(g-r)$ [53]. La ligne de couleur représente le *locus* des quasars pour différents *redshifts*. Le recouvrement des *loci* des deux populations est visible pour les quasars à $z > 2,7$.

requiert une sélection de cibles homogène. Il a donc été décidé de séparer l'échantillon de cibles quasars en deux parties :

— Un échantillon CORE, qui contient des cibles quasars sélectionnées de manière homogène. Il contient en moyenne 20 cibles par deg^2.

— Un échantillon BONUS, qui complète l'échantillon CORE, et contient en moyenne 18,5 cibles par deg^2. Il s'agit d'une sélection non-homogène, qui vise à maximiser le nombre total de quasars observés.

Au total, 40 cibles deg^{-2} sont attribuées au relevé de quasars. Pour chaque plaque, une fibre est attribuée à toutes les cibles CORE (hormis pour quelques exceptions, expliquées dans la section 2.5.1). S'il reste des fibres disponibles parmi le nombre alloué à l'échantillon de quasars, on les attribue alors aux cibles BONUS. Cette stratégie d'observation permet de s'assurer de l'homogénéité d'observation l'échantillon CORE.

La première année d'observation de BOSS a permis de tester de nombreux algorithmes de sélection de cibles quasars. C'est pourquoi la sélection CORE n'est pas totalement homogène pour l'ensemble du relevé BOSS [53]. Pendant la première année, une méthode de maximum de vraisemblance a été utilisée, puis fut remplacée les années suivantes par une sélection réalisée à partir de l'algorithme XDQSO. Cet algorithme est décrit en détail dans la sous-section 2.4.3. Pour l'échantillon BONUS, une combinaison de 4 méthodes de sélection a été utilisée (KDE, réseau de neurones, XDQSO, et maximum de vraisemblance).

Pour le relevé eBOSS, la situation est plus simple, car la priorité est d'obtenir un relevé de quasars homogène pour mesurer leur fonction de corrélation. L'algorithme XDQSO est utilisé sur l'ensemble du relevé eBOSS, et est combiné avec une coupure dans les filtres SDSS et WISE [54]. Cette coupure permet de réduire la contamination d'étoiles dans l'échantillon de quasars eBOSS. Enfin, pour compléter l'échantillon de quasars à $2,2 < z < 3,5$, une sélection en variabilité est

effectué en utilisant la photométrie du relevé PTF [55] : cette sélection est inhomogène et donc inutilisable pour les analyses de structuration de la distribution des quasars.

2.4.3 XDQSO

La sélection de quasars des relevés SDSS I et II repose sur la définition de simples coupures dans l'espace des couleurs. Un catalogue d'entraînement, dont les couleurs et la nature des sources sont connues, permet de définir ces coupures pour chaque catégorie de sources astrophysiques. Toute source passant les coupures associées aux quasars est alors sélectionnée. Pour les quasars BOSS situés à $z > 2,7$, le recouvrement des *loci* de quasars et d'étoiles rend extrêmement difficile la définition de coupures en couleurs. De plus, cette méthode de sélection ne permet pas de prendre en compte l'incertitude sur la mesure des couleurs des sources SDSS. Cela devient problématique lorsque nous souhaitons sélectionner des sources dont la magnitude est proche de la limite de détection de SDSS, ce qui est le cas pour le relevé de quasars BOSS. Ce problème est résolu en utilisant la sélection de cibles quasars XDQSO [56].

L'algorithme XD (*Extreme Deconvolution* [57]) permet d'estimer la densité de probabilité $p(f_b)$ ($b \in (u, g, r, i, z)$) de chaque catégorie d'objets dans l'espace des flux $\{f_b\}$, à partir d'un catalogue d'entraînement. Pour le relevé BOSS, cet algorithme est utilisé pour estimer la densité de probabilité de 4 classes de cibles : les étoiles, les quasars à bas *redshift* (LOWZ, $z < 2,2$), les quasars à *redshift* moyen (MIDZ, $2,2 < z < 3,5$) et les quasars à haut *redshift* (HIGHZ, $z > 3,5$). Pour chaque source O, il est possible d'estimer sa probabilité d'appartenance à l'une des 4 classes de cibles A à partir de sa densité de probabilité dans l'espace des flux $\{f_b\}$:

$$P(O \in A|\{f_b\}) = \frac{p(\{f_b\}|O \in A)P(O \in A)}{p(\{f_b\})} \,. \tag{2.4}$$

Les erreurs sur la mesure des flux sont prises en compte en marginalisant sur la valeur « vraie » du flux $\{\tilde{f}_b\}$:

$$P(O \in A|\{f_b\}) = \sum \mathrm{d}\{\tilde{f}_b\} P(O \in A|\{\tilde{f}_b\}) p(\{\tilde{f}_b\}|\{f_b\}) \,, \tag{2.5}$$

où $p(\{\tilde{f}_b\}|\{f_b\})$ est la distribution d'erreur de $\{f_b\}$, que l'on considère gaussienne. Il suffit ensuite de sélectionner un seuil de probabilité suivant le type de cibles à sélectionner. En plus de prendre en compte les erreurs sur les mesures des flux des sources, cette méthode présente un autre avantage. Une fois les densités de probabilités estimées, il suffit simplement de faire varier ce seuil de probabilité pour obtenir la densité de cibles souhaitée pour le relevé.

Le catalogue d'entraînement doit être le plus représentatif possible de la distribution des différents types de cibles. Pour la sélection XDQSO, ce catalogue contient 701 215 sources ponctuelles dont 99 % sont des étoiles, sélectionnées dans le *strip 82*, ainsi que 103 601 quasars. Cet échantillon de quasars correspond à l'échantillon DR7 des relevés SDSS I-II : sa distribution en *redshift* dépend de la fonction de sélection du relevé. À partir de la fonction de luminosité mesurée dans chaque tranche de *redshift* dans le *strip 82*, il est possible de pondérer chaque quasar afin de reproduire la « vraie » distribution en fonction du *redshift* pour chaque bande de magnitude.

La densité de probabilité pour chaque catégorie de cibles est ajustée à l'aide de K gaussiennes. Le nombre K de gaussiennes doit être choisi de manière à réaliser un ajustement convenable de la densité de probabilité, sans pour autant sur-ajuster la distribution. Pour les relevés BOSS

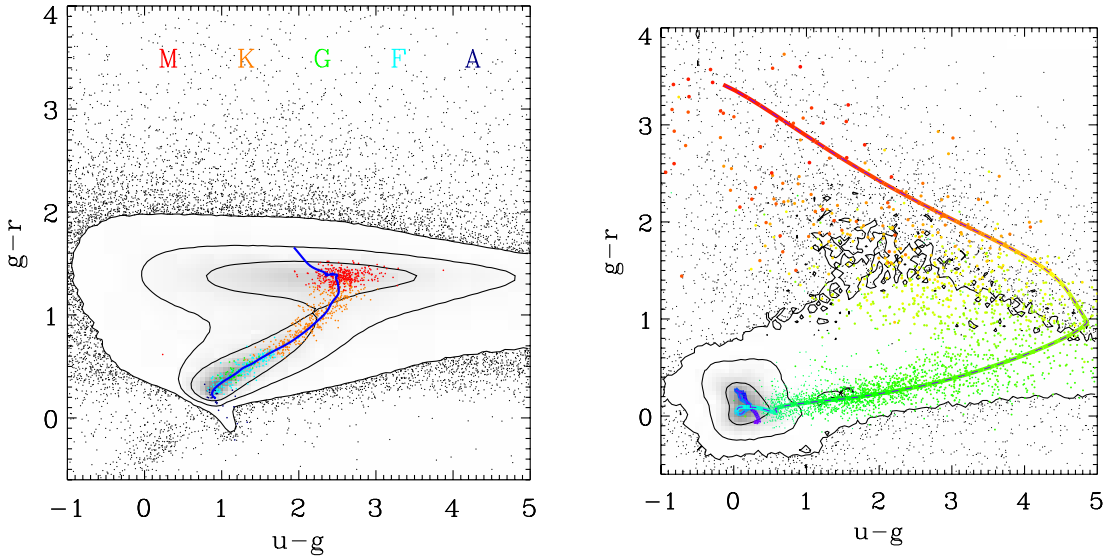


FIGURE 2.14 Contour de la densité de probabilité XDQSO à 1, 2 et 3 σ pour les étoiles (à gauche) et les quasars (à droite). Les couleurs et les *loci* des quasars et des étoiles sont les mêmes que ceux de la Figure 2.13.

et eBOSS, cet ajustement est réalisé avec 20 gaussiennes. La distribution de sources du catalogue d'entraînement suit une loi de puissance en fonction de la magnitude apparente. Cette dépendance existe aussi bien pour les étoiles que pour les quasars, et n'est pas utile pour discriminer ces deux populations de sources. Modéliser cette loi de puissance implique d'augmenter le nombre de gaussiennes nécessaire à l'ajustement. C'est pourquoi différents ajustements sont effectués dans 57 intervalles de magnitude apparente i. Au final, l'ajustement est réalisé sur les 4 autres bandes, ce qui donne $4 \times 47 \times 20 \times 14 = 56212$ paramètres libres. La Figure 2.14 montre les contours à 1, 2 et 3 σ de la densité de probabilité des étoiles et des quasars. L'algorithme reproduit fidèlement le *locus* de chaque population.

Pour la sélection des cibles BOSS, il a été choisi d'observer toutes cibles avec une probabilité MIDZ $> 0,424$. Ce choix permet d'obtenir la densité de cible de 20 deg^{-2}, pour une efficacité autour de 50%. Au-dessus de ce seuil, l'efficacité de sélection chute drastiquement. Pour eBOSS, le seuil XDQSO est fixé à $P_{\mathrm{LOWZ}} > 0,2$, et est combiné avec une coupure sur les bandes SDSS et WISE [58] :

$$m_{\mathrm{opt}} - m_{\mathrm{WISE}} \geqslant (g - i) + 3\,, \tag{2.6}$$

où m_{opt} et m_{WISE} sont les magnitudes obtenues à partir des flux $f_{\mathrm{opt}} = (f_g + 0,8 f_r + 0,6 f_s)/2,4$ et $f_{\mathrm{WISE}} = (f_{W1} + 0,5 f_{W2})/1,5$. Cette coupure est basée sur les sommes des flux afin d'atteindre une profondeur optimale. Au final, la combinaison de cette coupure et du seuil XDQSO permet d'atteindre une densité de cibles de 115 deg^{-2}. Puisque la plupart des sources déjà observées par BOSS ne sont pas réobservées par eBOSS, cette densité chute à 90 deg^{-2}.

2.5 *Tiling*, collisions et priorité

2.5.1 L'algorithme de *tiling* SDSS

Une fois l'ensemble des catalogues de cibles déterminées (pour les quasars, mais aussi galaxies et programmes annexes), chaque cible doit être associée à une plaque du relevé : cette opération est nommée *tiling* [59]. Afin de rentabiliser le temps d'observation, il faut minimiser le nombre de plaques nécessaire à l'observation de toutes les cibles. Cette opération présente deux difficultés. La première consiste à assigner de manière optimale les 1000 fibres aux cibles situées sur une plaque dont le centre est fixé à une position donnée. Puisque les plaques sont circulaires, cet exercice n'est pas trivial car lorsqu'une cible est située là où les plaques se recouvrent, il faut choisir à quelle plaque attribuer cette cible. La seconde difficulté provient de l'inhomogénéité de la densité de cibles. Il est nécessaire de ressérer les positions des centres de plaques là où la densité de cibles est plus importante.

À cause du blindage des fibres des relevés BOSS et eBOSS, il est impossible d'observer sur la même plaque deux cibles séparées sur le ciel par une distance inférieure à 62" : on dit alors que les cibles sont en «collision ». Si les cibles en collision se situent à l'intersection de deux plaques, il est possible d'observer les deux. Sinon, la cible avec le plus haut niveau de priorité est observée. Pour le relevé eBOSS, les cibles quasars sont prioritaires sur tous les autres types de cible. Pour le relevé BOSS, c'est également le cas pour les *chunks* dont le numéro est supérieur à 14 : pour les autres *chunks*, les cibles LRGs sont prioritaires.

Le première étape du *tiling* consiste à définir un jeu de cibles « décollisionné », c'est-à-dire sans collision. Cette opération s'effectue en retirant une partie des cibles en collision : le choix des cibles à retirer se fait de manière à maximiser le nombre total de cibles de l'échantillon, puis suivant le niveau de priorité de la cible. Un exemple de jeu de cibles « décollisionné » est montré sur la Figure 2.15. Ensuite, un algorithme attribue aux plaques les cibles de cet échantillon : cet algorithme ne peut pas attribuer plus de 1000 cibles par plaque, et doit minimiser le nombre de cibles non-attribuées. Une fois cette première opération réalisée, un second algorithme attribue aux plaques les cibles en collision, initialement retirées, qui se situent à l'intersection d'au moins deux plaques. L'algorithme veille à minimiser le nombre de cibles en collision non-attribuées, sans excéder le nombre maximum de 1000 cibles à attribuer à chaque plaque.

L'opération décrite dans le paragraphe précédent est d'abord réalisée en positionnant les plaques de manière régulière sur la fenêtre d'observation du relevé. Les positions des centres des plaques sont ensuite perturbées, et l'opération précédente est effectuée à partir de la nouvelle disposition des plaques. On autorise l'attribution d'une cible à une plaque, même si cette cible est située hors de la plaque : on affecte alors à cette cible un coût, qui augmente avec la distance par rapport au centre de la plaque. Ce coût est nul si la cible est bien située à l'intérieur de la plaque. Au final, les positions définitives des centres de plaques sont choisies de manière à minimiser ce coût et le nombre de cibles non-attribuées. La Figure 2.16 montre le résultat de cette procédure.

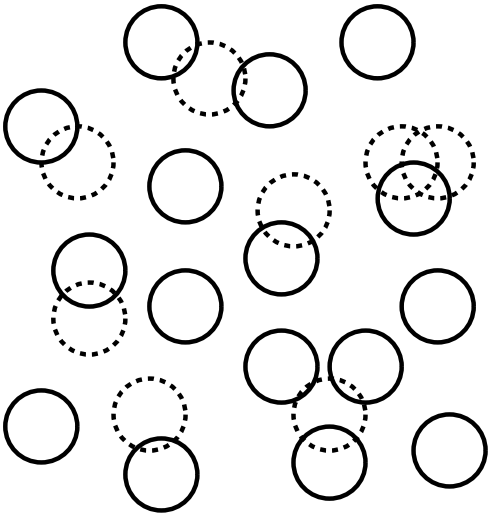


FIGURE 2.15 Exemple d'un jeu de cibles « décollisionné » (cercles pleins). Les cercles en pointillés représentent les cibles retirées de manière à éviter toutes formes de collisions. Le choix des cibles à retirer se fait de manière à maximiser le nombre de cibles « décollisionnées», puis suivant le niveau de priorité des cibles.

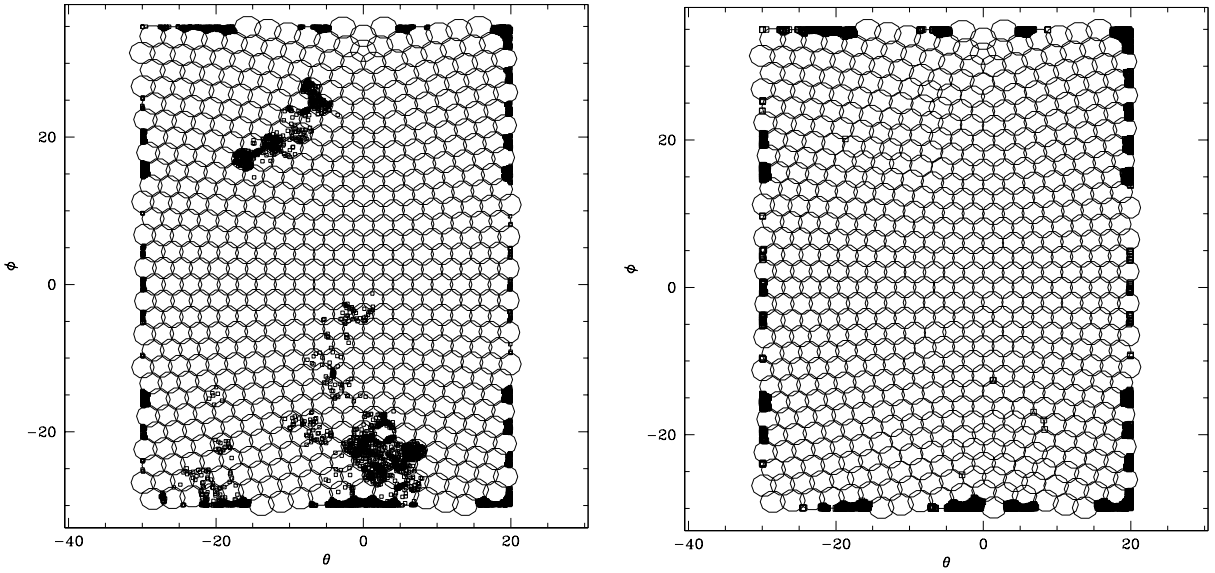


FIGURE 2.16 Distributions des cibles non-observées pour deux configurations de positions de plaques. À gauche, les plaques sont disposées régulièrement sur le ciel : à certains endroits du ciel, la densité de cibles à observer est plus importante, ce qui entraîne une augmentation de la densité de cibles manquées. À droite, les plaques sont légèrement resserrées au niveau de ces zones plus denses, et le nombre de cibles manquées est réduit.

2.6 Identification des objets et détermination du redshift

2.6.1 Le *pipeline*

Une fois les spectres des différentes cibles mesurés, il est nécessaire d'identifier le type de source observée. Tous les spectres des relevés BOSS et eBOSS sont analysés par une procédure automatisée nommée *pipeline* [60]. Si la qualité du spectre est trop mauvaise (à cause, par exemple, d'une fibre mal branchée, ou mal alignée avec le CCD), il n'est pas analysé par cette procédure, car son *redshift* et son identification risque de ne pas être fiable. Il rejoint alors la catégorie d'objets ZWARNING, qui regroupe tous les spectres problématiques ne permettant pas une estimation fiable du *redshift* ou de la nature de la source. Lorsqu'un spectre est observé sur plusieurs plaques, seul le spectre avec le meilleur signal sur bruit est analysé.

Cette procédure repose sur la comparaison du spectre mesuré avec des modèles types de spectres d'étoiles, de quasars et de galaxies. Pour les quasars BOSS, ces modèles sont obtenus à partir de 568 quasars connus grâce aux relevés SDSS I et II, et qui sont ré-observés par le relevé BOSS. Leurs *redshifts* étant connus, ces spectres sont ramenés dans le référentiel de repos du quasar, à $z = 0$. La technique d'analyse en composantes principales (abrégée en PCA, pour *Principal Component Analysis*) permet de décomposer chaque spectre de l'échantillon sur une base commune de 4 spectres propres. Le modèle type d'un spectre de quasar consiste alors en une combinaison linéaire de ces 4 spectres propres, auxquels est ajouté un terme polynomial qui permet de prendre en compte les effets d'extinction galactique, d'extinction intrinsèque de l'objet et de potentielles erreurs de calibration. La même technique est utilisée pour obtenir un modèle d'étoile et de galaxie.

Pour chaque classe de modèle, les spectres propres sont *redshiftés* pour un ensemble de valeurs z_{test}, sur une gamme prédéfinie ($0,0033 < z < 7,0$ pour les quasars, $-0,01 < z < 1,0$ pour les galaxies, $-0,004 < z < 0,004$ pour les étoiles). Pour chaque valeur z_{test}, la meilleure combinaison de spectres propres est ajustée pour minimiser le χ^2. La Figure 2.17 montre les résultats d'ajustements pour plusieurs spectres de sources. Cette opération permet d'obtenir une distribution $\chi^2(z)$ pour chaque classe de modèle. Les cinq plus petites valeurs de χ^2 du modèle de quasar, du modèle de galaxie, et le plus petit χ^2 du modèle d'étoile sont ensuite comparés. La valeur la plus petite permet de sélectionner la classe de la cible, ainsi que son *redshift*. La valeur de $\Delta\chi^2$ entre les deux meilleurs ajustements permet d'estimer la qualité de l'identification. Si cette valeur est trop faible ($\Delta\chi^2 < 45$, pour 4500 degrés de libertés), la cible rejoint la catégorie ZWARNING. Une parabole est enfin ajustée autour du minimum de χ^2 : l'erreur sur le *redshift* est obtenue à partir des valeurs de z à $\chi^2_{min} + 1$ et $\chi^2_{min} - 1$.

2.6.2 L'inspection visuelle

Le *pipeline* ne donne pas toujours accès à une estimation fiable du type de source et du *redshift*. Lorsque le signal sur bruit est trop faible, la classification obtenue peut être fausse, ou le spectre être classé dans la catégorie ZWARNING. La Figure 2.18 montre quelques exemples de spectres mal identifiés par le *pipeline*. Une autre procédure d'identification reposant sur l'inspection visuelle des spectres de sources [61] est alors utilisée pour améliorer la pureté des catalogues quasars BOSS et eBOSS. La première étape consiste à identifier à l'œil le type de source astrophysique à partir de son spectre d'émission, et d'obtenir une estimation visuelle du *redshift*. Si la classe et l'estimation du *redshift* estimées visuellement et par le *pipeline* sont en accord, les informations obtenues par le *pipeline* sont conservées. Si le *pipeline* et l'inspection visuelle sont en désaccord,

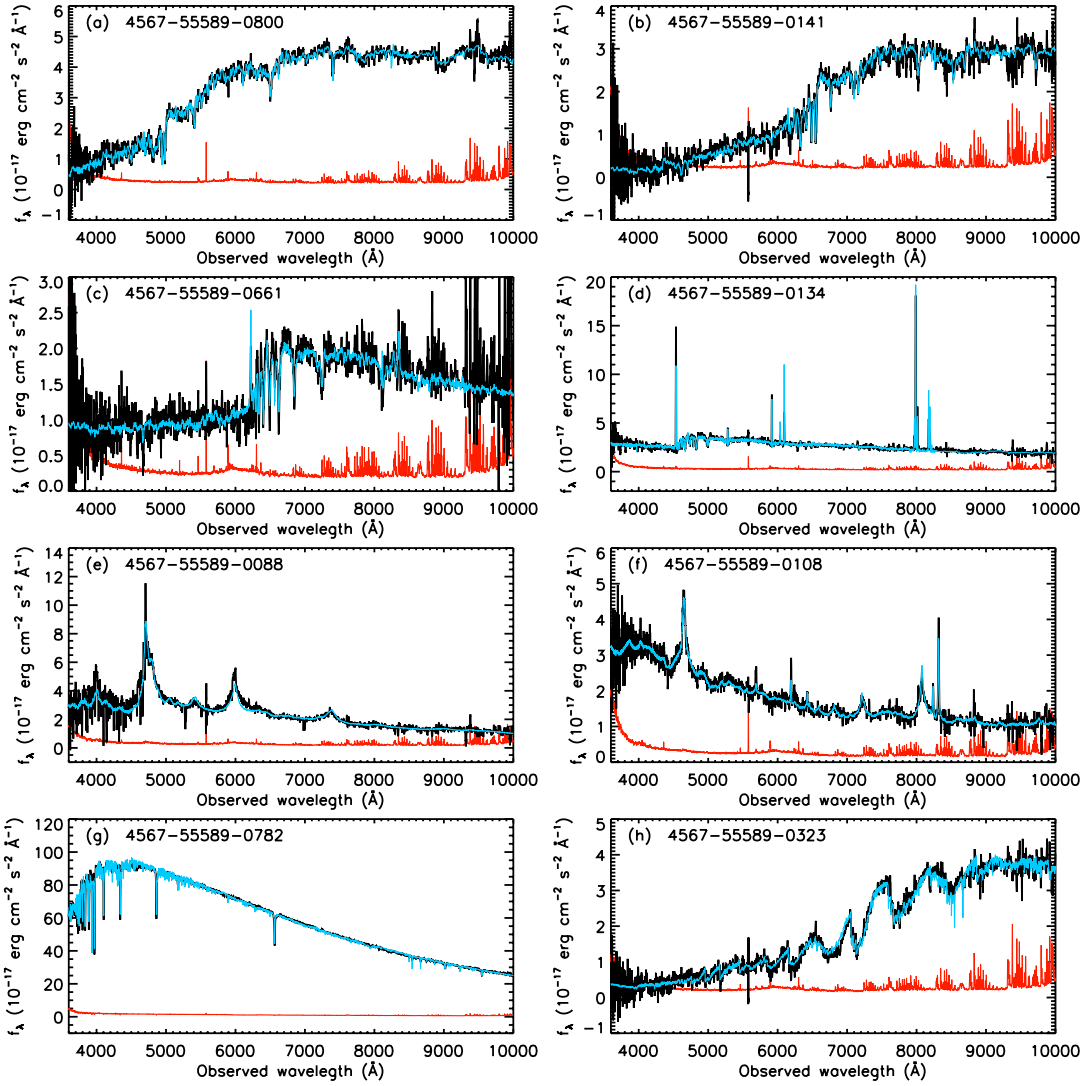


FIGURE 2.17 Quelques exemples d'ajustements réussis de spectres [60]. Le spectre mesuré est montré en noir, le niveau de bruit à 1 σ estimé par le *pipeline* est montré en rouge, et la meilleur combinaison de spectres propres en bleu ciel. De droite à gauche et de haut en bas : (a) galaxie LOWZ à $z = 0,256$, (b) galaxie CMASS à $z = 0,649$, (c) galaxie CMASS à $z = 0,669$, (d) galaxie à fort taux de formation d'étoiles (ce qui explique les fortes raies d'émission) à $z = 0,217$, (e) quasar à $z = 2,873$, (f) quasar à $z = 0,661$, (g) étoile spectrophotométrique standard, (h) étoile de type M.

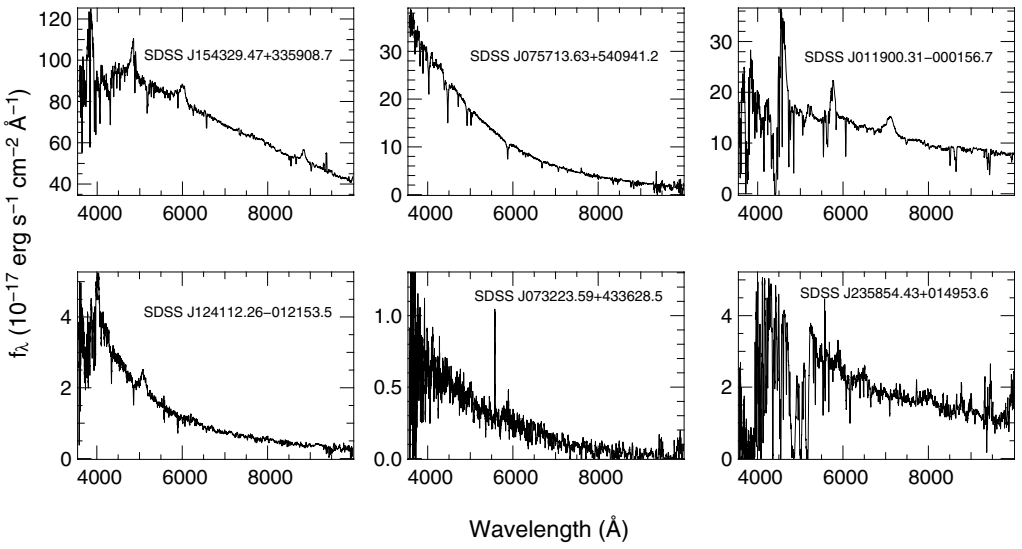


FIGURE 2.18 Exemples de spectres mal identifiés par le *pipeline* [61]. La première colonne montre deux quasars identifiés comme des étoiles par le *pipeline*. La seconde colonne montre deux étoiles identifiées comme des quasars. La dernière colonne montre des spectres de quasars bruités pour lesquels le *pipeline* ne peut pas estimer précisément le *redshift*.

le spectre est alors traité de deux manières. Le méthode choisie dépend de la visibilité de la raie MgII :

— Si la raie d'émission MgII est clairement visible dans le spectre, elle est utilisée pour estimer le *redshift* ($\Delta z_{\mathrm{MgII}} \simeq 0,003$). Le *redshift* est ensuite précisé à l'aide d'un autre algorithme, basé sur la méthode PCA.

— Si la raie MgII n'est pas visible, où en dehors de la portée en longueur d'onde du spectre observé, la raie d'émission CIV est utilisée pour estimer le *redshift* ($\Delta z_{\mathrm{CIV}} \simeq 0,005$).

La classification visuelle est toujours prioritaire sur la classification du *pipeline*.

2.6.3 Les catalogues de quasars BOSS et eBOSS

Le *pipeline* permet d'identifier environ 79 % des cibles quasars BOSS observées. Les 21 % de cibles restantes ont un signal sur bruit trop faible pour être convenablement identifiées. 51,5 % des spectres observés sont identifiés comme quasars, mais seulement 33,6 % se situent dans la gamme en *redshift* $2,2 < z < 3,5$. Comme attendu, la plupart des cibles CORE qui ne sont pas des quasars sont des étoiles situées dans le *locus* étoiles/quasars. La nombre de cibles quasars étant raisonnable pour BOSS, tous les spectres sont inspectés visuellement, afin d'améliorer la pureté de l'échantillon final.

Pour le relevé eBOSS, l'identification est plus simple, car pour des quasars situés dans la gamme $0,9 < z < 2,2$, la raie MgII est toujours présente dans le spectre. En revanche, la magnitude limite d'observation des cibles quasars est plus grande que pour BOSS. Il est alors difficile pour le *pipeline* de correctement identifier ces cibles peu brillantes. Le nombre de cibles quasars est toutefois beaucoup trop important pour qu'elles soient toutes observées visuellement. Il a donc été prévu que toutes les cibles cataloguées ZWARNING soient inspectées visuellement, ainsi

que quelques autres cibles choisies aléatoirement pour contrôler la qualité de l'identification du *pipeline*. Au total, environ 10 % de l'échantillon de cibles quasars devra être inspecté.

Chapitre 3

Du relevé à la fonction de corrélation

3.1 Mesurer $\xi(r)$

3.1.1 Choisir un estimateur

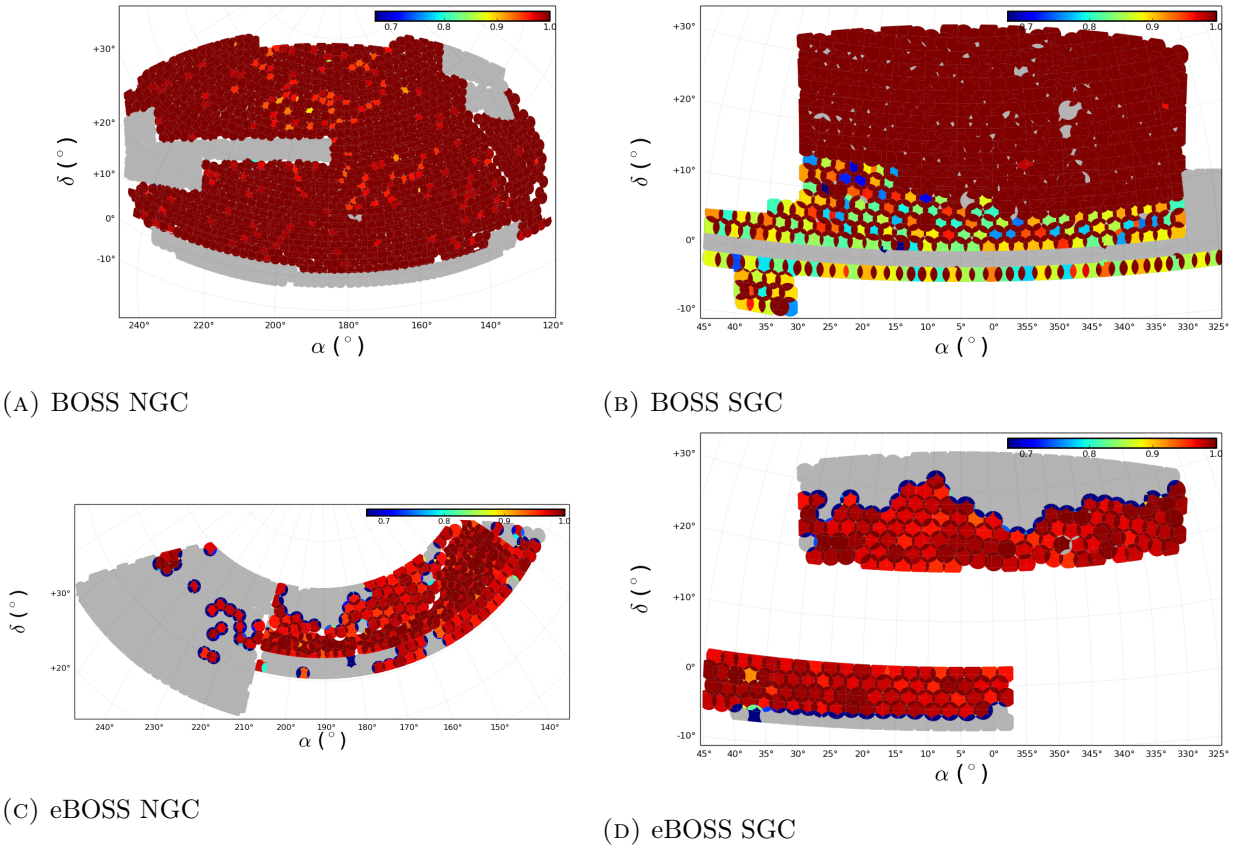
Dans la section 1, nous avons déjà indiqué que la fonction de corrélation $\xi(r)$ d'une distribution était l'excès de probabilité de trouver deux objets séparés par une distance r par rapport à une distribution homogène. Une méthode directe pour mesurer $\xi(r)$ est alors de compter le nombre de paires d'objets séparés par une distance $r \pm \Delta r$, divisé par le nombre de paires d'objets attendu pour une distribution homogène de même densité moyenne.

Si on estime $\xi(r)$ de cette manière, deux problèmes surviennent. Le premier est lié à la géométrie du relevé : certaines paires d'objets ne peuvent être prises en compte car l'un de deux éléments de la paire se situe en dehors du relevé. Un second problème vient du nombre de fibres à attribuer aux cibles BOSS et eBOSS, limité à 1000 par plaque d'observation. Les plaques étant circulaires, les zones de recouvrement de plaques sont observées plusieurs fois : la probabilité de pouvoir observer une cible n'est donc pas la même sur toute la surface du relevé, puisque la zone en question est exposée plus d'une fois. Nous définissons cette probabilité, nommée complétude (*completeness* en anglais), comme :

$$C = \frac{N_{\text{observées}} + N_{\text{collisions}}}{N_{\text{cibles}} - N_{\text{connues}}}\,, \tag{3.1}$$

Nous calculons cette quantité dans chaque polygone du relevé. Ces derniers sont définis comme les surfaces délimitées par des intersections de calottes [1] sur la sphère céleste. $N_{\text{observées}}$ est le nombre de cibles qui ont reçues une fibre au sein du polygone considéré, N_{cibles} le nombre de cibles de l'échantillon CORE, $N_{\text{collisions}}$ le nombre de cibles non-observées car trop proches d'une cible recevant une fibre (voir section 2.5.1) et N_{connues} le nombre de cibles déjà connues et non-réobservées. Ces dernières sont donc retirées du nombre total de cibles. Une complétude égale à 1 signifie que l'on a observé toutes les cibles souhaitées dans le polygone. Notons également qu'il s'agit d'une complétude observationnelle : nous traiterons les effets d'incomplétude de la sélection de cibles BOSS et eBOSS dans la section 3.3. La figure 3.2 montre la complétude des relevés BOSS et eBOSS. À partir du *chunk* 13, le relevé BOSS donne la priorité aux quasars de

1. Qui représentent ici les projections sur le ciel des plaques du relevé.



(A) BOSS NGC

(B) BOSS SGC

(C) eBOSS NGC

(D) eBOSS SGC

FIGURE 3.1 Complétude du relevé BOSS et eBOSS. Les zones dans le SGC de BOSS avec une complétude plus faible aux centres de plaques correspond aux *chunks* 12 et 13 dans lesquels les cibles galaxies ont la priorité sur les cibles quasars en cas de collisions. Pour le NGC d'eBOSS, on voit clairement se détacher une zone où la complétude est plus élevée : cette zone correspond au relevé SEQUELS, dont les plaques étaient plus proches que pour le reste du relevé eBOSS. La probabilité qu'une cible quasar soit située sur plus d'une plaque est plus élevée, d'où la complétude plus importante du relevé SEQUELS.

l'échantillon CORE, dont la densité de cible est faible : cela explique pourquoi la complétude du relevé BOSS est presque de 100 %.

Pour corriger les inhomogénéités de complétude du relevé, un catalogue *random* de plusieurs millions d'objets est généré sur l'ensemble de la zone du ciel observée par le relevé. Leurs coordonnées angulaires sont choisies de manière aléatoire et homogène dans chaque polygone, en ne respectant qu'une condition : le nombre d'objets compris dans chaque polygone doit être proportionnel à l'aire du polygone multipliée par sa complétude. À chaque objet du catalogue *random* est attribué un *redshift*, tiré selon la même distribution que celle des données. Les distributions de *redshift* des quasars BOSS et eBOSS sont montrées sur la Figure 3.3. Au final, le catalogue *random* est une distribution «homogène» d'objets possédant les mêmes propriétés géométriques que le relevé. Nous allons pouvoir comparer le nombre de paires de quasars de nos relevés à cette distribution homogène d'objets.

Pour estimer $\xi(r)$, il reste à calculer $DD(r)$, le nombre de paires de quasars séparés par une distance r, $DR(r)$, le nombre de paires entre un quasar et un objet du catalogue *random*, et $RR(r)$, le nombre de paires d'objets du catalogue *random*. Nous définissons $dd(r)$, $dr(r)$ et $rr(r)$, les mêmes quantités normalisées par le nombre total de paires :

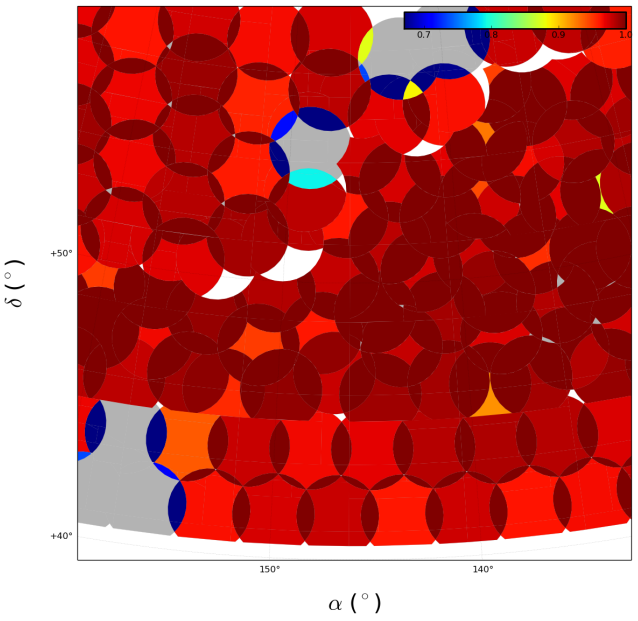


FIGURE 3.2 Agrandissement de la Figure 3.2 pour le NGC eBOSS. On voit clairement se détacher une zone où la complétude est plus élevée : cette zone correspond au relevé SEQUELS, dont les plaques étaient plus proches que pour le reste du relevé eBOSS, ce qui augmente le nombre de cibles disponibles par $\deg^2$, d'où la complétude plus importante du relevé SEQUELS.

$$
\begin{aligned}
dd(r) &= \frac{2}{n_q(n_q-1)} DD(r)\,, \\
dr(r) &= \frac{1}{n_r n_q} DR(r)\,, \\
rr(r) &= \frac{2}{n_r(n_r-1)} RR(r)\,,
\end{aligned}
\tag{3.2}
$$

où n_q est le nombre total de quasars dans le relevé, et n_r le nombre total d'objets du catalogue *random*. À partir ce ces trois quantités, il est possible de définir différents estimateurs de $\xi(r)$. Pour cette analyse, nous ne nous intéresserons qu'à l'estimateur de Landy-Szalay :

$$
\widehat{\xi(r)} = \frac{dd(r) - 2dr(r) + rr(r)}{rr(r)}\,. \tag{3.3}
$$

Nous choisissons cet estimateur car il s'agit d'un estimateur présentant une variance minimale [62] pour calculer $\xi(r)$, et car il n'est pas biaisé.

3.1.2 Quelques aspects techniques

Les masques

Certaines zones du ciel sont problématiques pour diverses raisons :

— Il est difficile de sélectionner des quasars autour des étoiles très brillantes, ou des galaxies trop lumineuses. La lumière émise par ces objets biaise le flux et les couleurs des sources situées à proximité, et introduit de fortes inhomogénéités dans la sélection de cibles quasars.

— La photométrie utilisée pour la sélection de cibles peut être de très mauvaise qualité à certaines positions angulaires : sans information photométrique fiable, il est difficile de sélectionner les cibles quasars.

— Le centre de chaque plaque est occupé par une tige métallique permettant de courber la plaque afin qu'elle s'adapte parfaitement au plan focal du télescope (voir section 2.3.3) : il est donc impossible de placer une fibre au centre des plaques.

— Pour le relevé BOSS, la sélection des cibles quasars XDQSO ne débute qu'à partir du *chunk* 12 (voir section 2.4). Pour les *chunks* 12 et 13, les galaxies des échantillons LOWZ et CMASS sont prioritaires sur les quasars en cas de collisions de cibles (voir section 2.5.1). Nous sommes donc obliger de masquer les *chunks* 1 à 13 pour nous assurer que l'observation des cibles quasars est homogène.

Des masques angulaires sont définis en terme de polygones pour chacun des effets décrits dans la liste précédente. Nous retirons de notre analyse toutes cibles CORE, quasars, et objets du catalogue *random* qui se situent à l'intérieur de ces masques, afin d'homogénéiser notre échantillon de données. En pratique, la librairie *mangle* [63] permet de définir facilement des polygones sur une sphère, et de déterminer dans quel polygone se situe chaque objet des différents catalogues. Les routines de cette librairie permettent de calculer aisément la complétude dans chaque polygone, de déterminer si un objet se situe à l'intérieur de l'un des masques, et de générer le catalogue *random*.

Les catalogues de quasars

Pour mesurer $\xi(r)$, il est nécessaire de créer pour chaque relevé un catalogue de quasars en combinant les informations des catalogues de cibles, et des catalogues *spAll* et VAC (pour *Value Added Catalog*), qui contiennent respectivement les résultats de l'analyse des spectres par le *pipeline* et par l'inspection visuelle. Puisque pour mesurer $\xi(r)$, nous avons besoin d'une sélection de cibles homogène, nous réduisons le catalogue de cibles à l'échantillon CORE. Nous retirons toutes cibles situées dans l'un des masques définis dans la section précédente. Ensuite, nous conservons chaque cible CORE à laquelle correspond un spectre dans le fichier *spAll*.

L'identification des quasars est différente pour les quasars BOSS et eBOSS. Pour le relevé BOSS, si le spectre est identifié comme un spectre de quasar dans le catalogue VAC et que la mesure de son *redshift* est fiable, nous conservons cette cible et lui attribuons ce *redshift*. Pour le relevé eBOSS, nous conservons le spectre s'il est identifié comme un spectre de quasar par le *pipeline* et s'il ne rentre pas dans la catégorie ZWARNING (voir section 2.6) : nous lui attribuons alors le *redshift* donné par le *pipeline*.

Tout quasar déjà connu avec un *redshift* supérieur à 2,15 est réobservé, afin de maximiser le rapport signal sur bruit de leur spectre (important pour les analyses Lyman α). Pour l'échantillon de quasars BOSS, situé dans la gamme $2,2 < z < 3,5$, cela signifie que tous les quasars connus peuvent être traités comme n'importe quel autre quasar. Pour l'échantillon de quasars eBOSS, la plupart des quasars déjà connus ne sont pas ré-observés. Nous récupérons les informations sur le *redshift* dans les catalogues quasars SDSS et BOSS. Par définition, la complétude des quasars connus vaut 1 : or, il est nécessaire que tous les quasars aient la même complétude pour ne pas

Échantillon	N_{quasars}
BOSS NGC	64 625
BOSS SGC	9 539
BOSS	74 164
eBOSS NGC	60 623 (dont 13839 connus)
eBOSS SGC	52 980 (dont 7299 connus)
eBOSS	113 603 (dont 21138 connus)

TABLE 3.1 Nombres de quasars dans les catalogues finaux BOSS et eBOSS.

introduire d'inhomogénéités. Nous attribuons donc à chaque quasar connu une probabilité de survie qui est égale à la valeur de la complétude du polygone dans lequel il se situe.

La Figure 3.3 montre les distributions en fonction du *redshift* des catalogues de quasars BOSS et eBOSS, et la Table 3.1 donne le nombre de quasars contenus dans les catalogues BOSS DR12 [64] et eBOSS (données prises jusqu'en Avril 2016).

Calculer les paires d'objets

Le calcul de $DD(r)$, $DR(r)$ et $RR(r)$ nécessite de calculer les distances entre les objets du catalogue de quasars et du catalogue *random*. Les positions de ces objets sont initialement mesurées en coordonnées observationnelles α, δ, z (ascension droite, déclinaison et *redshift*). Les coordonnées observationnelles sont d'abord converties en coordonnées sphériques r, θ, ϕ suivant les relations suivantes :

$$\begin{aligned} r &= \frac{c\chi(z)}{H_0} \,, \\ \theta &= 90 - \delta \,, \\ \phi &= \alpha \,. \end{aligned} \tag{3.4}$$

La première équation fait intervenir la distance propre $\chi(z)$ (voir section 1.3.3). Pour calculer cette quantité, il est nécessaire de connaître les valeurs de Ω_m et Ω_Λ : on utilise ici les valeurs obtenues par la collaboration Planck en 2013 [28]. Les coordonnées sphériques obtenues sont ensuite converties en coordonnées cartésiennes x, y, z.

Le calcul des distances entre objets peut s'avérer gourmand en temps de calcul, en particulier pour les distances entre les nombreuses paires d'objets du catalogue *random*. Nous nous contentons de calculer les paires jusqu'à une distance r plus petite que la taille maximale du relevé. Nous utilisons le software CUTE [65] pour calculer les distances entre paires d'objets, qui fait appel aux librairies de parallélisation OpenMP et permet de s'affranchir du calcul de paires inutilisées dans l'analyse.

La fonction de corrélation $\xi(r)$ est mesurée dans des intervalles de largeur Δr. La largeur des intervalles n'étant pas négligeable, il est important de prendre des précautions quant à la valeur de r à laquelle $\xi(r)$ est estimée. Si on considère que DD(r) est l'ensemble des paires situées entre

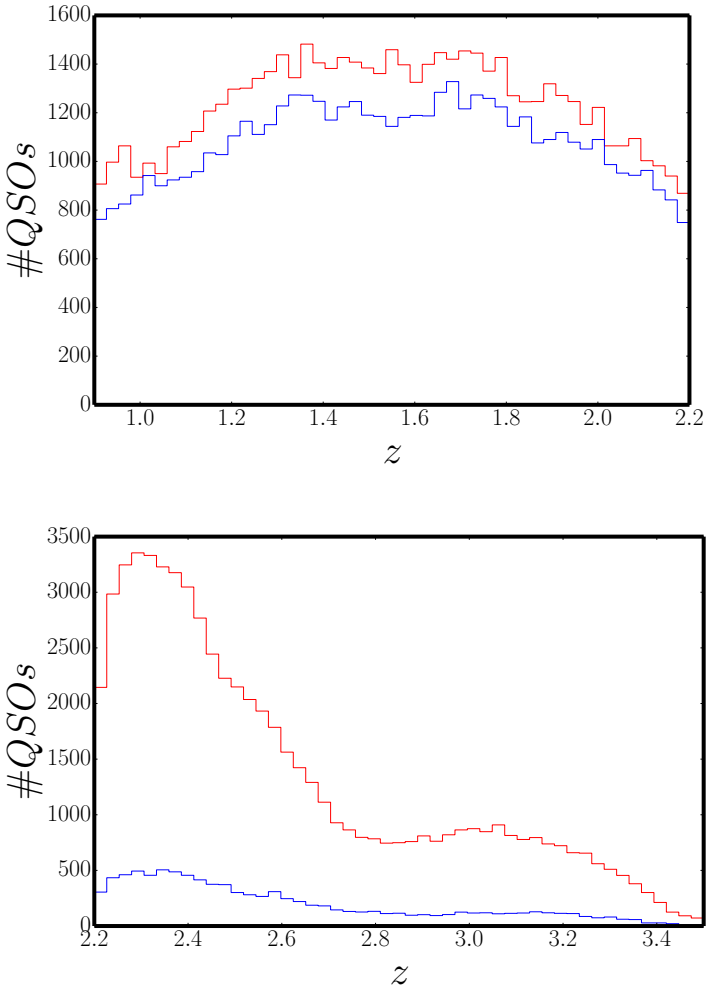


FIGURE 3.3 Distribution $n(z)$ pour les catalogues de quasars eBOSS (en haut) et BOSS (en bas). Les histogrammes rouges correspondent au NGC, les bleus au SGC.

$r - \frac{\Delta r}{2}$ et $r + \frac{\Delta r}{2}$, on estime $\xi(r)$ à la distance $r = \int_{r-\frac{\Delta}{2}}^{r+\frac{\Delta}{2}} DD(s)s\,\mathrm{d}s / \int_{r-\frac{\Delta}{2}}^{r+\frac{\Delta}{2}} DD(s)\,\mathrm{d}s$, qui est la moyenne de r pondérée par l'inverse du carré de l'erreur Poissonienne sur $DD(r)$.

3.2 Estimer l'erreur statistique

3.2.1 Origines des erreurs statistiques en cosmologie

En cosmologie, deux effets vont limiter la précision de la mesure d'observables : la variance cosmique et le *shot-noise* (bruit de grenaille en français). La mesure d'une observable a lieu dans un volume d'observation limité, dans lequel il n'est possible de mesurer qu'un nombre fini de modes de Fourier (voir section 1.4.3). Cet effet, nommé variance cosmique, réduit le nombre de modes observables, et limite la précision des mesures. Il affecte particulièrement les grandes échelles (petit k ou grand r). L'effet de *shot-noise* vient du fait que les quasars ne sondent pas de manière continue la distribution de matière de l'univers. Nous n'avons alors accès qu'à une

information limitée sur l'amplitude de chaque mode, et cet effet augmente l'erreur statistique sur notre mesure. L'erreur statistique relative sur un mode k est alors [25] :

$$\frac{\sigma_P(k)}{P(k)} = \left(\frac{nP(k)+1}{nP(k)}\right), \tag{3.5}$$

où n représente la densité de quasars. Il est possible de réduire l'erreur due au *shot-noise* en augmentant le nombre de quasars dans le relevé. En revanche, à partir du moment où $nP >> 1$, σ_P/P tend vers 1, car le terme de variance cosmique domine l'erreur statistique. Il devient alors impossible de gagner en précision sur la mesure. Notons par ailleurs que dans le cas d'une expérience (parfaite) donnant accès à l'intégralité de la distribution continue de matière noire, le volume observable total est toujours limité ($4\pi\Delta z$) : la composante de variance cosmique implique donc une limite inférieure sur l'erreur statistique d'une observation.

3.2.2 La méthode des *bootstraps* appliquée aux échantillons de quasars BOSS et eBOSS

La méthode classique d'estimation de l'erreur statistique passe habituellement par la simulation de catalogues de quasars, produit avec un *biais* identique à celui de la fonction de corrélation des données. Il est ainsi possible d'obtenir un grand nombre de réalisations d'univers différentes, dans le même volume d'observation et avec la même densité de quasars, et de mesurer $\xi(r)$ pour chaque réalisation. Le calcul de la covariance des réalisations de l'observable permet alors d'en estimer la matrice de covariance. Pour le relevé BOSS, aucun catalogue simulé n'est disponible. C'est pourquoi pour les analyses de ce relevé, nous devons utiliser des techniques de rééchantillonage. Nous nous intéressons ici à la méthode des *bootstraps* [66].

Le principe de cette méthode est le suivant. Soit un estimateur $\hat{\theta}(x_1, x_2, ..., x_n)$, où les n quantités x_i sont des réalisations indépendantes de la même variable aléatoire, choisie suivant une distribution inconnue. La première étape consiste à sélectionner n fois de manière aléatoire et avec remise les quantités x_i : on obtient ainsi, par exemple, un échantillon $X_0 = (x_4, x_{n-2}, ..., x_6)$. On tire ainsi N ensemble X_i. On peut alors estimer la variance de l'estimateur θ par :

$$\widehat{var}_\theta = var(\hat{\theta}(X_1^*, X_2^*, ..., X_n^*)) \,. \tag{3.6}$$

Dans le cas de notre analyse, nous identifions $\widehat{\theta}$ à $\widehat{\xi}(r)$, et les x_i au nombre de paires de sous-régions du relevé, que nous allons décrire dans la partie suivante.

La première étape consiste à diviser le relevé en N cellules de volume égal, corrigé de la complétude. Pour cela, nous délimitons des cellules rectangulaires (en α, δ) de manière à ce qu'elles contiennent le même nombre d'objets issus du catalogue *random* (voir Figure 3.4). Nous comptons ensuite le nombre de paires de quasars au sein de chacune de ces cellules et déterminons ainsi N sous-échantillons $\{DD_i(r), DR_i(r), RR_i(r)\}$. Pour obtenir une réalisation, nous sélectionnons avec remise N sous-échantillons, sommons leurs nombres de paires, puis calculons $\xi(r)$. Nous répétons cette procédure et obtenir ainsi n réalisations de $\xi(r)$. Nous calculons ensuite la matrice de covariance :

$$Cov(\xi(r), \xi(r')) = \frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}(\xi_i(r) - \bar{\xi}(r))(\xi_i(r') - \bar{\xi}(r')) \,. \tag{3.7}$$

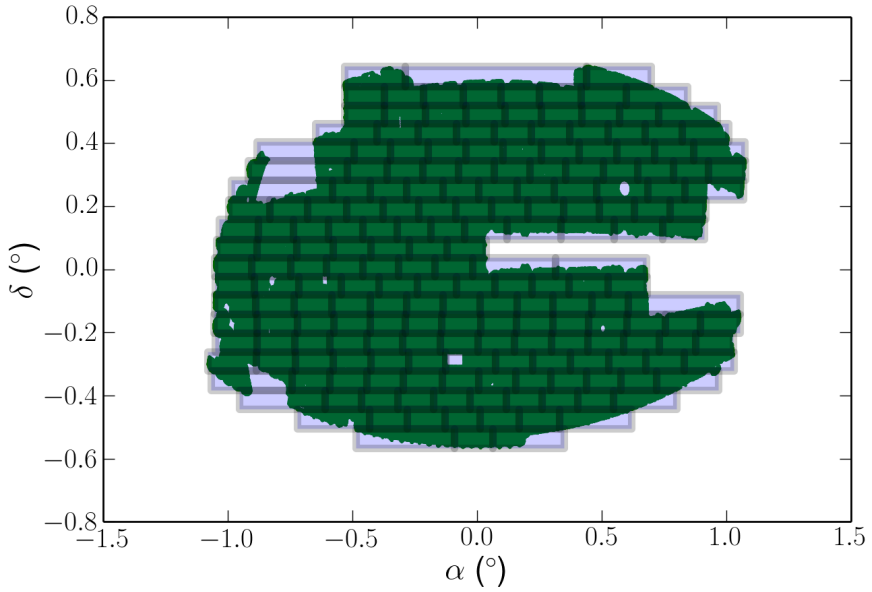


FIGURE 3.4 Cellules de *bootstraps* pour le NGC BOSS. Afin de réduire le nombre de cellules discontinues dues à la géométrie particulière du relevé de quasars BOSS, les cellules sont délimitées en projection azimutale équivalente de Lambert [67].

Si nous procédons ainsi, nous commettons l'erreur de ne pas prendre en compte les paires de quasars situées à cheval sur deux cellules. Nous aurons alors un déficit systématique du nombre de paires par rapport à celui du relevé. Ce déficit sera de plus en plus important avec l'augmentation de r. Nous risquons donc de mal estimer la matrice de covariance aux grandes échelles, qui sont des échelles cruciales pour la mesure de l'homogénéité cosmique (voir Chapitre 4). Pour contourner ce problème, nous procédons comme suit. Pour une cellule i de *bootstraps*, nous sélectionnons aléatoirement $N/2$ autres cellules. Nous sommons les nombres de paires $DD(r)$, $DR(r)$ et $RR(r)$ entre deux objets de la cellule, et entre un objet de cette cellule et des $N/2$ cellules sélectionnées : ceci constitue notre sous-échantillon. Nous réalisons cette opération pour chacune des N cellules de *bootstraps* de notre relevé, en prenant garde à ne pas combiner plus d'une fois deux cellules pour éviter de compter plusieurs fois la même paire. Cette condition implique que N soit impair. Pour obtenir une réalisation, il ne reste qu'à choisir au hasard N sous-échantillon (avec remise), sommer les paires, calculer $\xi(r)$ et d'estimer la matrice de covariance à partir de l'équation 3.7.

La Figure 3.5 montre les différentes fonctions de corrélation $\xi_i(r)$ mesurées pour 1000 réalisations, et la Figure 3.6 montre que les erreurs obtenues à partir des réalisations de bootstraps sont nettement supérieures à de simples erreurs Poissoniennes, en particulier aux petites échelles.

Même si cette méthode est plus fiable que l'utilisation d'erreurs Poissoniennes, elle possède certaines limites. En théorie, la méthode des *bootstraps* ne peut s'employer que dans le cas où les sous-échantillons sont totalement décorrélés : il est évident que ce n'est pas le cas ici, car les quasars qui composent nos sous-échantillons sont corrélés entre eux. La seconde limite vient du fait que cette méthode ne prend pas en compte la variance cosmique : la variance est donc sous-estimée. Pour le relevé de quasars BOSS, la densité de traceurs est suffisamment faible pour que l'erreur statistique soit dominée par le terme de *shot-noise*, et que l'impact de la variance cosmique sur l'erreur statistique soit négligeable. Pour le relevé eBOSS, nous sommes pour l'instant dominé par le *shot-noise* : cependant, lorsque le relevé sera complet, il ne sera

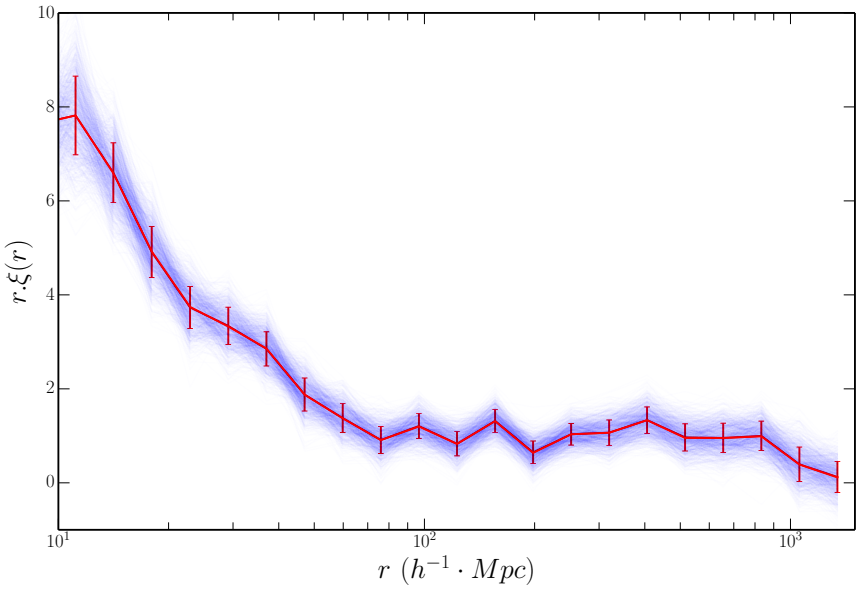


FIGURE 3.5 Ensemble des réalisations de *bootstraps* (en bleu), valeur moyenne de *bootstraps* et sa variance en rouge. Sous la courbe rouge, la courbe noire représentant la fonction de corrélation des données suit exactement la valeur moyenne des *bootstraps* : ce test nous permet de nous assurer qu'aucune paire d'objets n'ait été manquée.

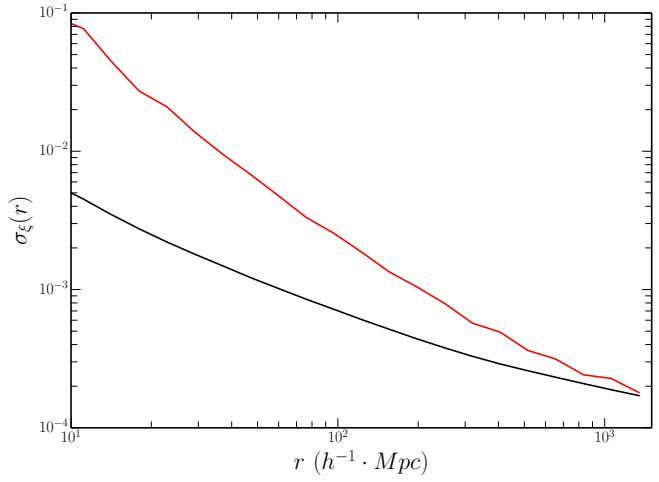


FIGURE 3.6 Comparaison entre erreurs Poissoniennes (ligne noire) et erreurs *bootstraps* (ligne rouge) pour le NGC BOSS.

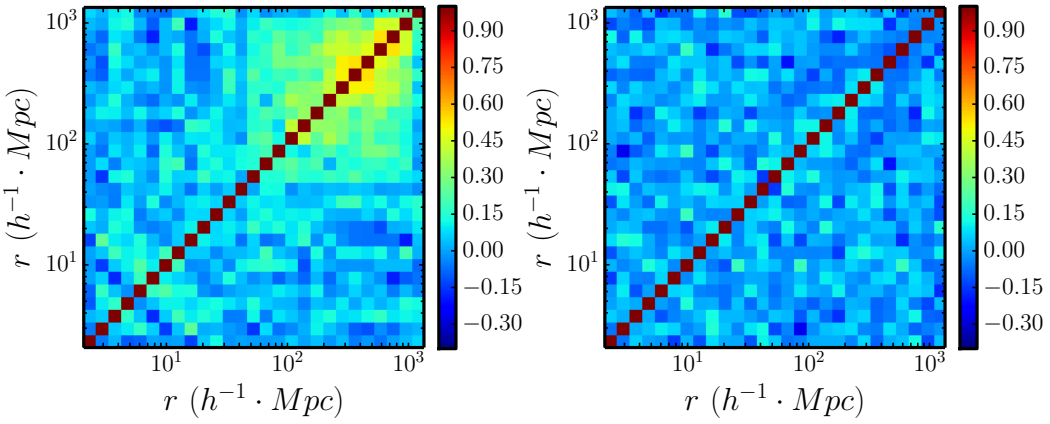


FIGURE 3.7 Matrice de corrélation avant (à gauche) et après (à droite) corrections des effets systématiques (voir section 3.3). La plupart des éléments non diagonaux disparaissent après correction.

plus possible de négliger le terme de variance cosmique. Nous devrons donc, à terme, utiliser des catalogues simulés si l'on veut correctement estimer l'erreur statistique du relevé eBOSS. La dernière limite émerge de la présence de divers effets systématiques impactant le relevé : si la mesure de l'observable change suivant la position sur le ciel à cause de tels effets, la variance entre les réalisations augmente. L'erreur obtenue à partir des *boostraps* est alors mélangée à l'erreur systématique : la Figure 3.7 montre en effet que la correction des effets systématiques (voir section 3.3) change significativement la matrice de corrélation des données. Les termes non-diagonaux qui apparaissent dans la matrice de l'échantillon non-corrigé de la Figure 3.7 sont un produit des effets systématiques.

3.2.3 Influence de différents paramètres sur l'estimation de la matrice de covariance

Dans cette partie, nous étudions l'influence de différents paramètres sur l'estimation des matrices de covariances par la méthode des *bootstraps*.

Le premier test consiste à observer l'évolution de la covariance avec le nombre de cellules N et le nombre de réalisations de *bootstraps* n. La Figure 3.8 montre que ces deux paramètres n'influencent pas l'amplitude de la variance. En revanche, elle est plus bruitée lorsque n et N sont petits. Les Figures 3.9 et 3.10 montrent l'évolution de la matrice de corrélation du NGC BOSS en fonction de ces mêmes paramètres. On constate que les matrices obtenues sont plus bruitées quand le nombre de cellules ou de réalisations sont faibles : il est donc souhaitable de prendre des valeurs de N et n aussi grandes que possible. Toutefois, rappelons que la technique des *bootstraps* n'est valable que dans l'hypothèse où les sous-échantillons sont indépendants. L'amplitude de la fonction de corrélation des quasars étant importante à petite échelle, des petites cellules seront donc plus corrélées que des grandes. Le gain en bruit étant limité à partir de 201 cellules, nous conservons cette valeur pour l'analyse du NGC de BOSS. Pour des raisons de temps de calcul, nous limitons également le nombre de réalisations à 1000, le gain en bruit

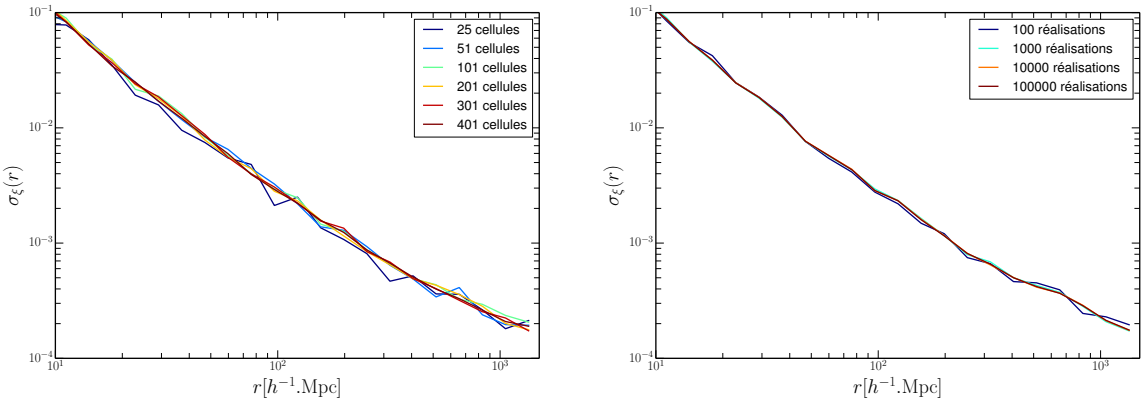


FIGURE 3.8 Influence du nombre de cellules N (à gauche) et du nombre de réalisations de *bootstraps* n (à droite) sur l'estimation de la variance.

étant limité au delà de cette valeur. Nous utilisons les mêmes paramètres pour le NGC et le SGC du relevé eBOSS. Le SGC de BOSS étant nettement plus petit, 81 cellules sont suffisantes pour obtenir une estimation fiable de la matrice de covariance.

Afin de limiter la contribution à l'erreur statistique totale des termes $DR(r)$ et $RR(r)$, il est préférable de générer un grand nombre d'objets *randoms*, tout en sachant que cela mène à un temps calcul important ($\propto n_r \log n_r$). La Figure 3.11 montre la mesure de la fonction de corrélation BOSS et de sa variance en fonction du nombre de *randoms*. Nous voyons que la variance diminue avec le nombre de *randoms*. En revanche, ce nombre influence peu les termes non-diagonaux de la matrice de covariance : les différences de contraste entre les différentes matrices de corrélation de la Figure 3.12 proviennent de la normalisation par rapport à la variance, plus importante avec un faible n_r. Pour l'ensemble de notre analyse, nous décidons de générer des catalogues *randoms* avec une densité environ 100 fois supérieure à celle des catalogues quasars.

3.3 Étude des effets systématiques

3.3.1 Inhomogénéité de la sélection des cibles quasars

Afin de mesurer $\xi(r)$, il est nécessaire d'avoir une efficacité de sélection de cibles quasars homogène sur l'ensemble du relevé. La sélection XDQSO (voir section 2.4.3) respecte en théorie ce prérequis pour le relevé BOSS, à condition de ne sélectionner que les quasars observées à partir du *chunk* 12. Pour la sélection des quasars eBOSS, la sélection XDQSO est utilisée pour l'ensemble de la prise de données. L'application des masques de sources brillantes (étoiles ou galaxies) ainsi que de ceux délimitant les zones où la photométrie SDSS est de mauvaise qualité permet de retirer de l'analyse les zones du relevé où les algorithmes de sélection de cibles ne peuvent pas être fiables. Malgré cela, nous allons mettre en évidence les limites de l'homogénéité de la sélection des cibles quasars, et nous allons présenter des techniques permettant d'en corriger les effets.

L'efficacité de la sélection des cibles dépend du *redshift* des quasars. L'utilisation d'un catalogue *random* ayant la même distribution en *redshift* que les données permet de corriger cet effet : cela

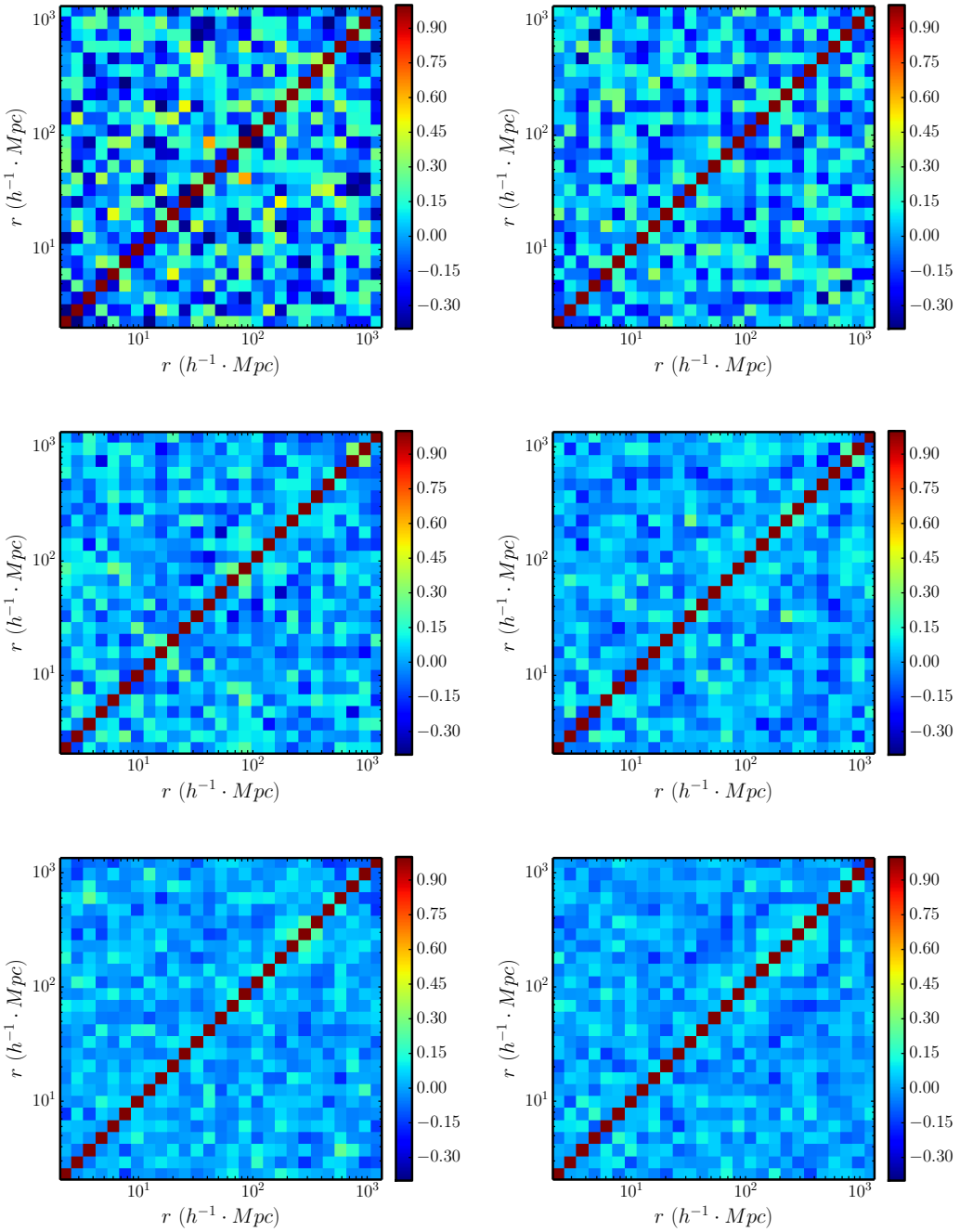


FIGURE 3.9 De gauche à droite et de haut en bas : matrice de corrélation du relevé BOSS (après traitement des effets systématiques) à partir de 25, 51, 101, 201, 301 et 401 cellules de *bootstraps*, pour 1000 réalisations. Le bruit de la matrice de corrélation diminue avec le nombre de cellules.

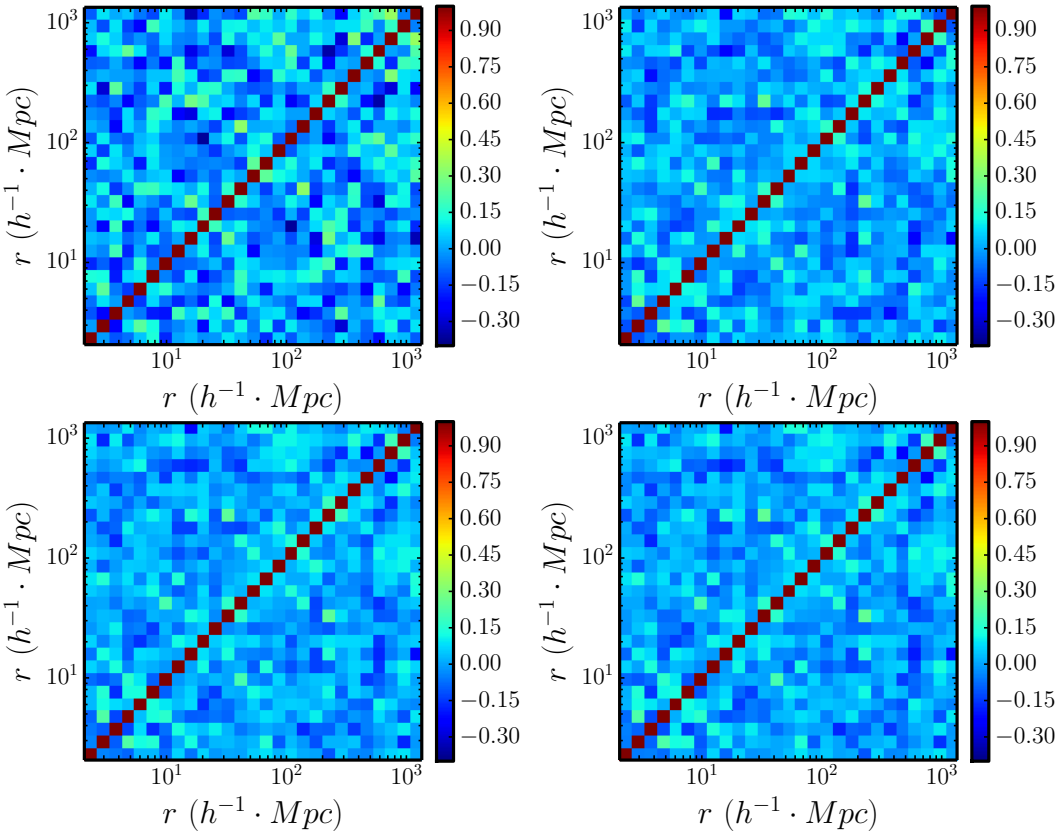


FIGURE 3.10 De gauche à droite et de haut en bas : matrice de corrélation du relevé BOSS (après traitement des effets systématiques) avec 100, 1000, 10^4 et 10^5 réalisations de *bootstraps* (avec 201 cellules).

est vrai tant que la dépendance en *redshift* ne dépend pas de la position angulaire de la cible sur le ciel.

Afin d'assurer une sélection homogène des cibles quasars, ainsi qu'un signal sur bruit suffisant pour mesurer leur *redshift*, les sources sont sélectionnées jusqu'à une magnitude apparente maximale de 22 (filtre g), et 21,85 (filtre r). Pour eBOSS, les limites sont repoussées jusqu'à 22 pour le filtre r. La limite de détection à 5 σ pour une source ponctuelle SDSS (appelée aussi profondeur du relevé) se situe en moyenne à $g = 23,1$ et $r = 22,7$. La variation de la qualité de la photométrie SDSS avec la position angulaire entraîne des variations de profondeur pouvant atteindre $\pm$ 0,8 magnitude. Certaines sources peuvent donc se retrouver au seuil de la limite de détection à 5 σ.

Puisque l'algorithme XDQSO prend en compte les erreurs sur la mesure des couleurs des sources ponctuelles, et que ces erreurs dépendent de la valeur de la photométrie à la position angulaire considérée, il peut arriver que leur probabilité XDQSO chute. Elles sont alors susceptibles de passer en dessous du seuil de sélection $P_{\mathrm{MIDZ}} = 0,424$. De plus, ces sources peu lumineuses

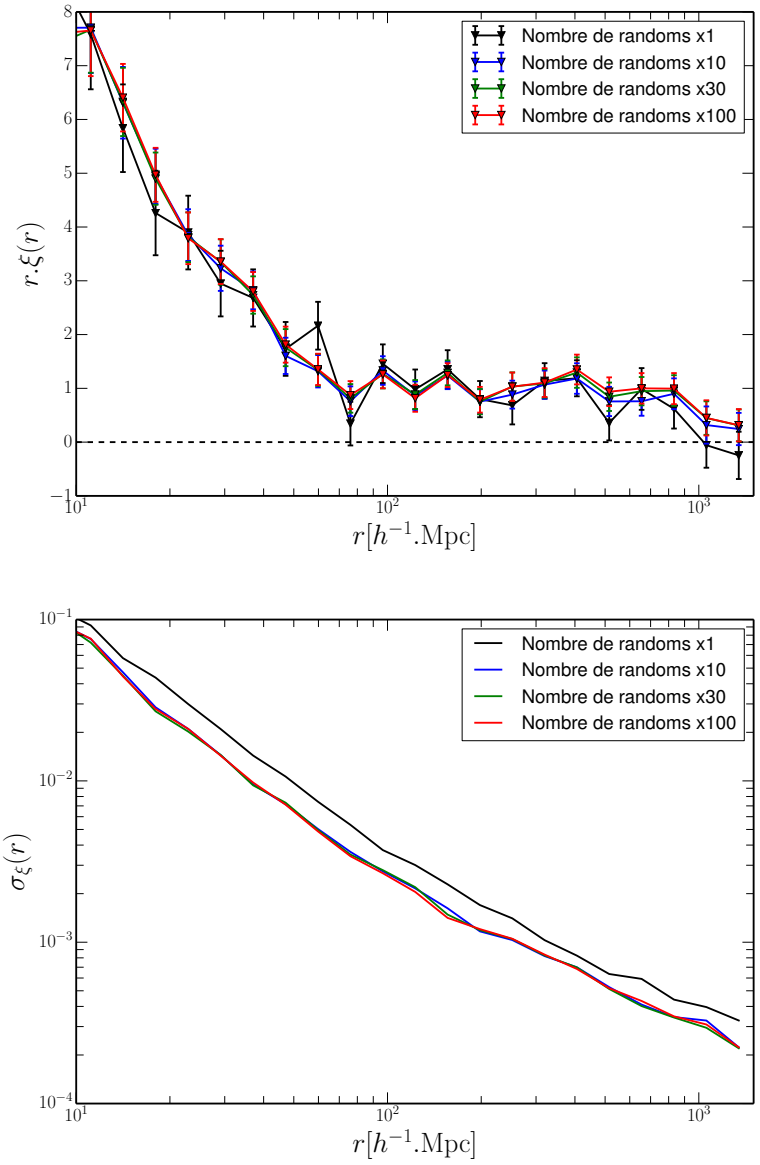


FIGURE 3.11 Influence du nombre de *randoms* sur la mesure de $\xi(r)$ et de sa variance.

sont particulièrement sensibles à l'effet de *blending*, qui se traduit par une altération de la couleur mesurée à cause de sources lumineuses situées à leur proximité. La manière la plus simple de réduire l'inhomogénéité de la sélection de cibles est de réaliser une coupure en magnitude apparente afin de retirer les sources les moins brillantes, qui sont les plus sensibles à ce biais.

Pour déterminer le meilleur compromis entre perte de statistique et réduction de cet effet systématique, nous allons faire varier la coupure en magnitude apparente (corrigée de l'extinction galactique [68]) sur les catalogues quasars BOSS et eBOSS. La Figure 3.13a montre le résultat de cette opération pour des coupures allant de 21,9 à 20,7 pour le filtre i pour le relevé BOSS. $\xi(r)$ évolue jusqu'à une valeur de coupure d'environ 21,3 : une fois cette valeur atteinte, $\xi(r)$ n'évolue plus significativement lorsque l'on resserre davantage la coupure. La Figure 3.13b montre qu'il est nettement plus difficile de tirer une conclusion pour le SGC de BOSS : la statistique est trop faible pour mettre en évidence un effet significatif. Toutefois, par souci d'homogénéité lorsque

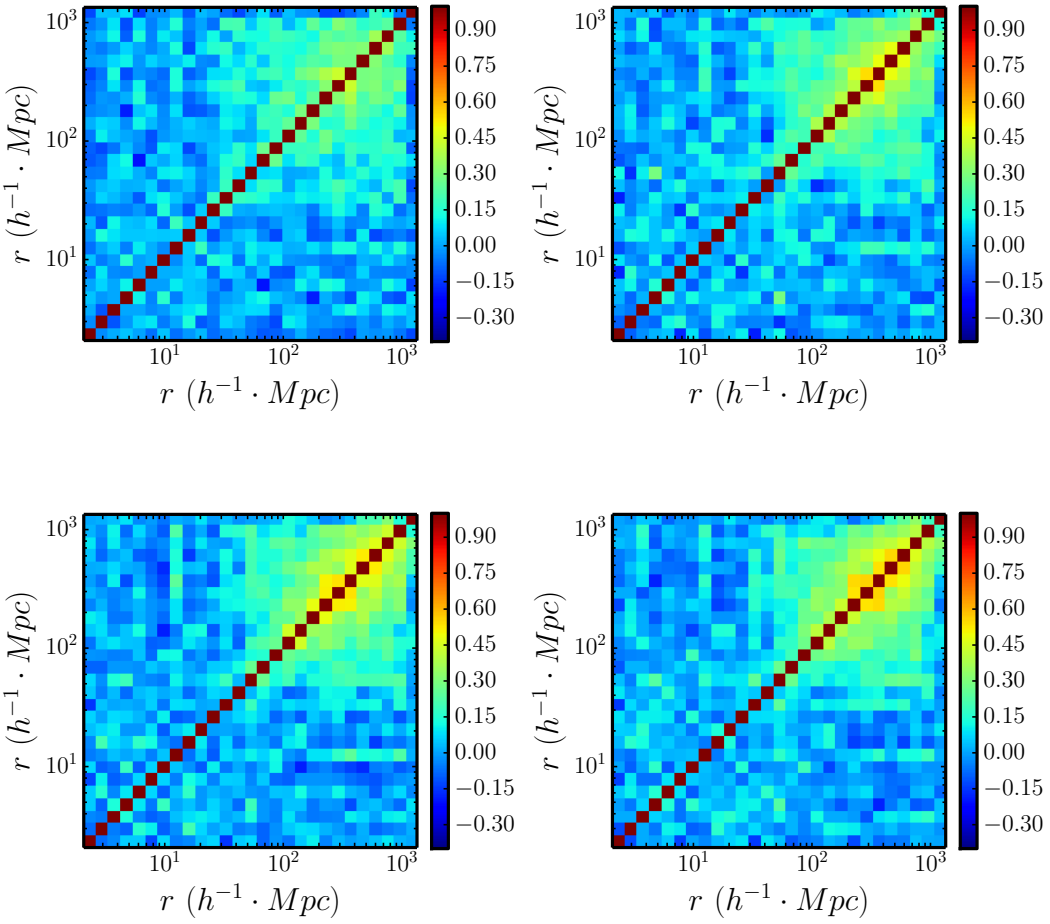
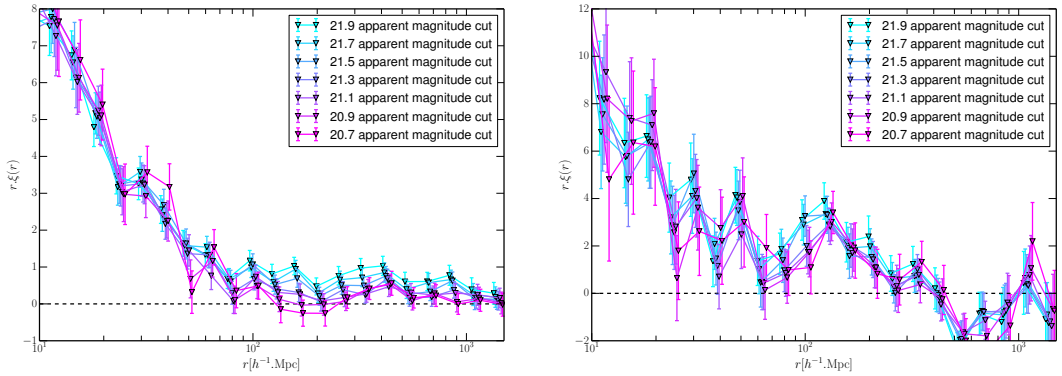
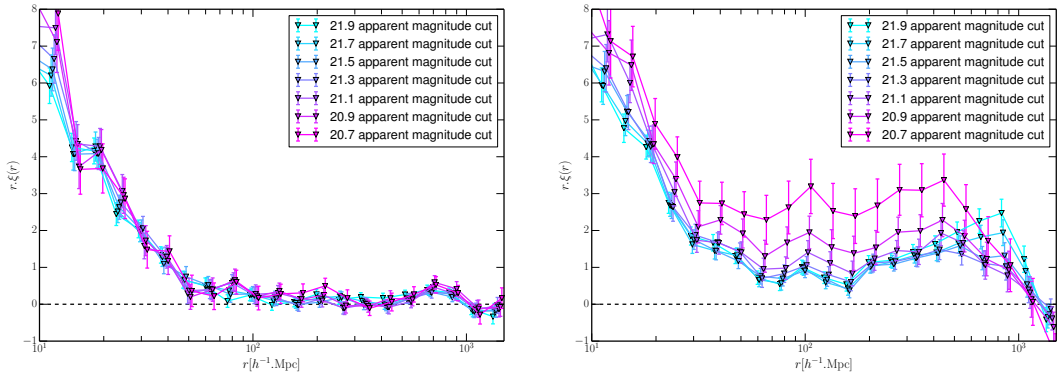


FIGURE 3.12 De gauche à droite et de haut en bas : matrice de corrélation du relevé BOSS avec un nombre de *randoms* identique aux données, 10 fois plus important, 30 fois et 100 fois.



(A) BOSS NGC (B) BOSS SGC



(C) eBOSS NGC (D) eBOSS SGC

FIGURE 3.13 Évolution de la fonction de corrélation en fonction de la coupure en magnitude apparente dans le filtre i. Pour le relevé BOSS, $\xi(r)$ diminue progressivement avec la coupure, puis se stabilise pour $i \leqslant 21,3$. Aucun effet significatif n'est visible sur la fonction de corrélation eBOSS.

nous voudrons combiner le NGC et le SGC de BOSS, nous appliquons également au SGC une coupure à 21,3. Pour la fonction de corrélation du relevé eBOSS (Figures 3.13c et 3.13d), $\xi(r)$ évolue peu lorsque l'on abaisse la coupure : nous n'appliquons donc aucune coupure en magnitude apparente sur les catalogues de quasars eBOSS.

Malgré l'application d'une coupure en magnitude, il existe certaines régions du ciel où les sources les moins brillantes peuvent être proche de la limite de détection à 5 σ, et passer sous le seuil de probabilité XDQSO. La densité de quasars observés dans ces zones risque donc d'être plus faible. La valeur de la profondeur $m_{5\sigma}$ sur le ciel dépend de différentes quantités liées à la photométrie du relevé :

$$m_{5\sigma} = -2,5 \log(A\, S\, \sqrt{\phi_{sky}}\, 10^{0.4\, k\, Airmass}) - m_{ext}\,. \tag{3.8}$$

Cette formule est valable pour tous les filtres photométriques. S est la largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement du point (aussi nommé *seeing*) ; ϕ_{sky} le flux observé sur le ciel en l'absence de source ponctuelle ; $Airmass$ est la colonne de masse d'air (définie dans la section 2.3.2) ; m_{ext} est l'extinction galactique, qui représente la correction à apporter à la magnitude apparente afin

Filtre photométrique	A	k
u	0.387	0.49
g	0.218	0.17
r	0.241	0.10
i	0.297	0.06
z	0.665	0.06

TABLE 3.2 Valeurs des paramètres A et k pour les filtres u, g, r, i et z

de prendre en compte les effets d'absorption par la poussière galactique. Les grandeurs A et k dépendent du filtre photométrique considérée, et sont répertoriées dans la Table 3.2.

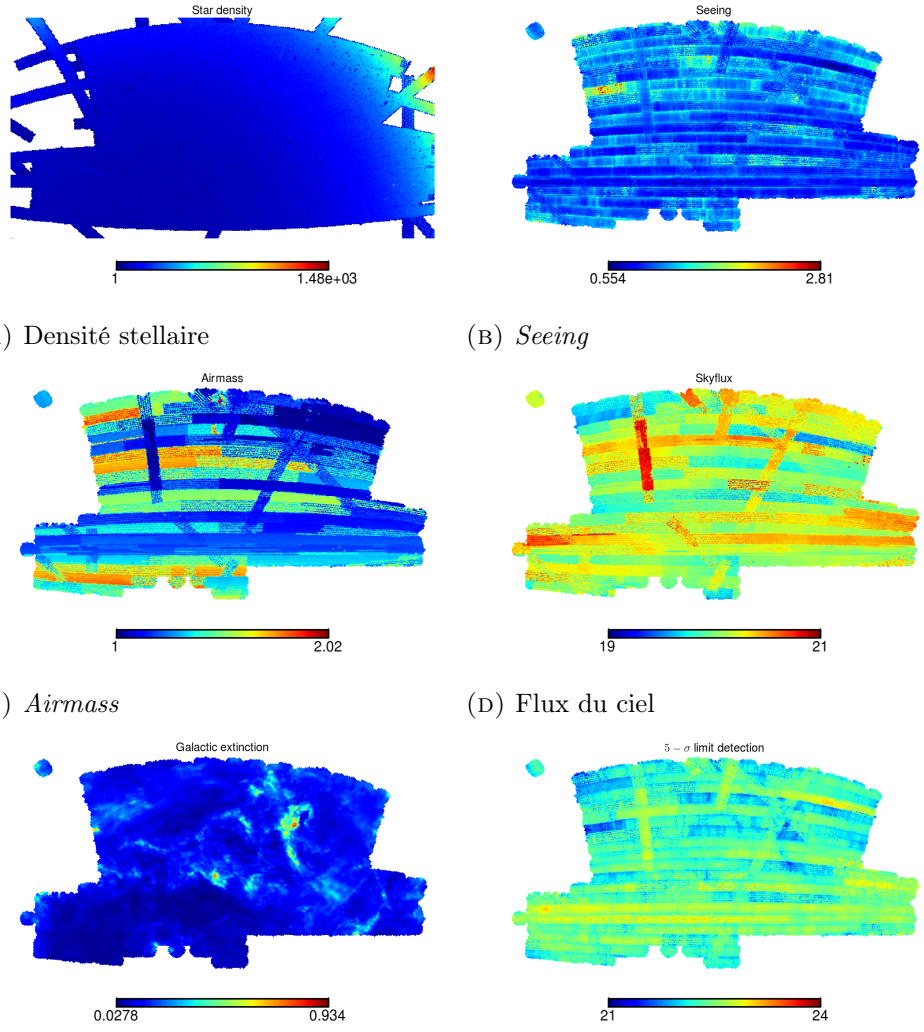
Les quasars étant des sources extragalactiques, leur densité ne devrait ni varier avec $m_{5\sigma}$, ni avec aucune des autres grandeurs photométriques, car ces quantités sont liées à notre galaxie ou aux conditions d'observation sur Terre. Seul la densité de cibles sélectionnées devrait varier : elle doit augmenter lorsque la qualité de la photométrie se dégrade ou que le nombre de sources ponctuelles augmente.

Nous réalisons un premier test en sélectionnant tous les quasars avec un *seeing* supérieur à la valeur médiane de l'échantillon, puis calculons la fonction de corrélation de cet échantillon. Nous calculons ensuite la fonction de corrélation pour les quasars restants et observons que les deux fonctions de corrélation sont compatibles. En reproduisant la même opération pour chaque quantité présente dans l'équation 3.8, nous obtenons le même résultat.

Nous utilisons la librairie *Healpix* [69] pour générer des cartes angulaires pour chacune de ces quantités [70, 71]. *Healpix* permet de découper la sphère céleste en pixels de surface égale. Dans chaque pixel, nous calculons la valeur moyenne de ces quantités, pour les filtres u, g, r, i et z, à partir du fichier *spAll* qui recense les informations photométriques associées à la cible observée. Si aucune fibre n'est présente dans l'un des pixels, nous attribuons à ce pixel la valeur moyenne des 8 pixels voisins. Les différentes cartes obtenues avec le filtre i pour le SGC sont montrées sur la Figure 3.14. Nous calculons ensuite le nombre de quasars et le nombres d'objets *randoms* dans chaque pixel. En prenant le rapport des deux nombres dans chaque pixel, nous obtenons ainsi un nombre proportionnel à la densité de quasars observés dans chaque pixel corrigée des effets de complétude.

À partir de ces cartes, il est possible d'étudier la variation de la densité de quasars observés en fonction de ces quantités. La Figure 3.15 montre qu'il existe pour les deux relevés une variation significative de la densité de quasars observés en fonction des différentes quantités, hormis pour la densité stellaire. Nous corrigeons la densité de quasar en ajustant une simple loi linéaire sur la dépendance en fonction de la profondeur, puis en appliquant à chaque quasar un poids égal à l'inverse de la valeur de la fonction ajustée. Cette pondération fait disparaître la dépendance de la densité de quasars avec le *seeing*, l'*airmass* et le flux du ciel. Enfin, la dépendance avec l'extinction galactique est réduite. La Figure 3.16 montre également que la dépendance ajustée sur la profondeur est le NGC et le SGC, et pour toutes les tranches en *redshift*.

Pour corriger $\xi(r)$, nous avons le choix entre appliquer aux quasars l'inverse des poids obtenus à partir de la courbe ajustée sur la Figure 3.15, ou bien appliquer directement les poids obtenus aux objets du catalogue *random*. La Figure 3.17 montre que les deux méthodes de correction ne produisent pas de différences significatives. Nous choisissons la seconde solution, car cela revient à appliquer aux *randoms* la *completeness* de la sélection de cibles. Cette correction permet de prendre en compte le fait que lorsqu'aucun quasar n'est observé dans une zone où la photométrie



(A) Densité stellaire

(B) *Seeing*

(C) *Airmass*

(D) Flux du ciel

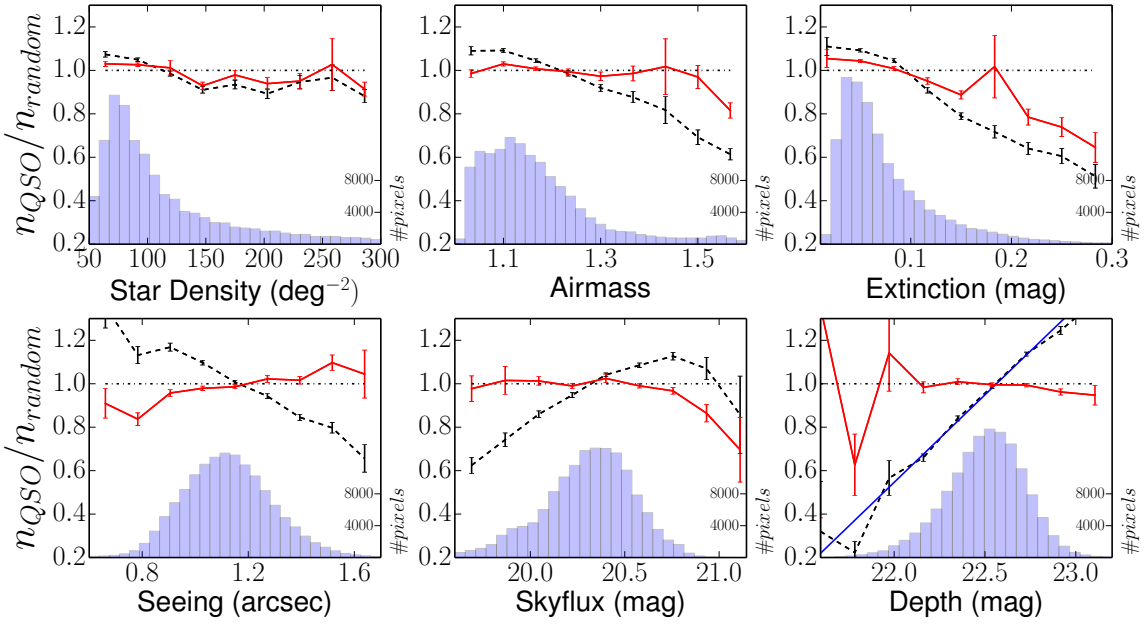
(E) Extinction galactique

(F) Profondeur

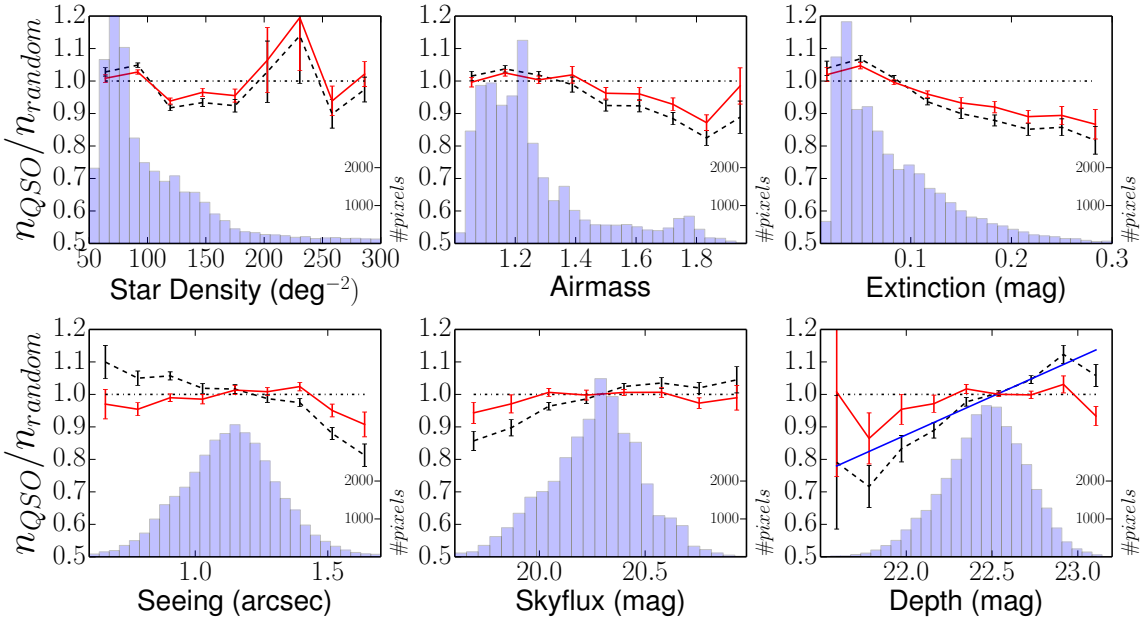
FIGURE 3.14 Distribution angulaire de la densité d'étoile, du *seeing*, de l'*airmass*, du flux du ciel, de l'extinction galactique et de la profondeur pour le SGC. Toutes les grandeurs sont obtenues pour le filtre photométrique i. Les cartes sont générées avec un paramètre de résolution $N_{side} = 256$.

est de mauvaise qualité, il est plus probable que la sélection ait manqué des quasars que dans une zone où la photométrie est de bonne qualité.

Enfin, la Figure 3.18 montre que l'application de la pondération suffit à corriger la plupart des effets systématiques. Il est donc possible de se passer de la coupure en magnitude apparente pour le relevé BOSS. Toutefois, pour optimiser l'homogénéité de la sélection, il est préférable de combiner pondération et coupure en magnitude apparente, au prix d'une perte de statistique.

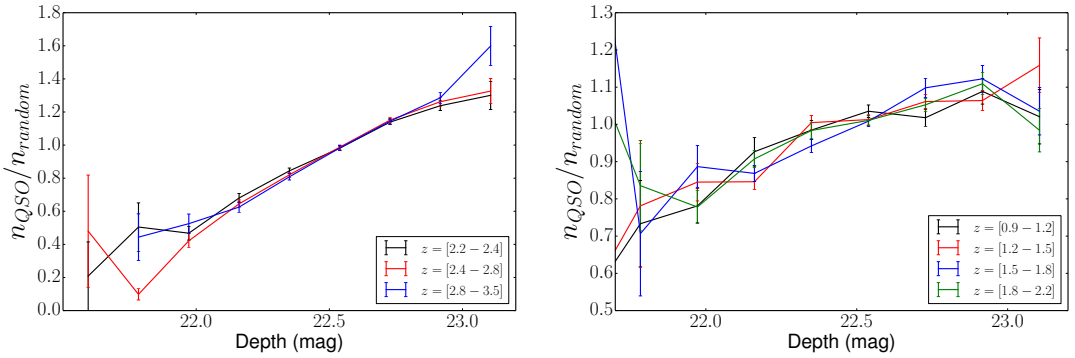


(A) BOSS



(B) eBOSS

FIGURE 3.15 Évolution de la densité de quasars observés pour les relevés BOSS et eBOSS en fonction des différentes quantités issues de la photométrie SDSS. La densité moyenne est normalisée à 1, et est corrigée pour les effets de complétude. La ligne noire représente la densité initiale, la ligne rouge la densité après correction en fonction la profondeur. Les erreurs sont obtenues à partir de la déviation standard des pixels du *bin* considéré. Les histogrammes correspondent aux distributions de pixels des cartes *Healpix*.



(A) BOSS (B) EBOSS

FIGURE 3.16 Évolution de la dépendance de la densité de quasars avec la profondeur en fonction du *redshift*.

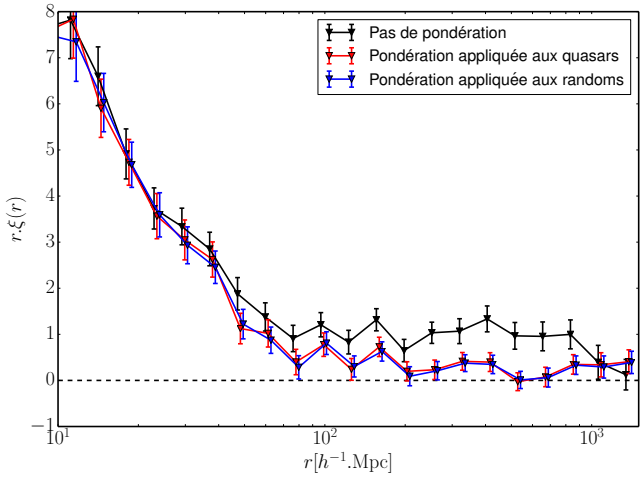


FIGURE 3.17 Comparaison entre la pondération appliquée aux quasars et la pondération appliquée aux *randoms*.

3.3.2 Effets liés à l'erreur sur l'identification et la mesure du redshift des quasars

Nous déjà avons mentionné dans la partie 2 les incertitudes sur la mesure de la position des quasars. L'incertitude sur la position angulaire correspond à des distances transverses de l'ordre du kpc. Celle sur la mesure du *redshift* correspond à des distances radiales de l'ordre du Mpc : si cette erreur n'est que statistique, elle induit une diminution de l'amplitude de la fonction de $\xi(r)$ aux petites échelles (qui se combine avec les RSDs, voir section 3.4.3). Puisque nous nous intéressons essentiellement à des échelles plus importantes que la dizaine de Mpc, nos analyses ne sont que peu impactées par cet effet.

Pour le relevé eBOSS, une partie des quasars a déjà été observée par les relevés SDSS I-II et BOSS. La nature des cibles quasars connues a été déterminée par inspection visuelle, alors que celle des autres cibles l'a été par le *pipeline* (voir section 2.6). L'inspection visuelle est plus performante que le *pipeline*. On a donc deux types de cibles qui ne sont pas identifiées avec

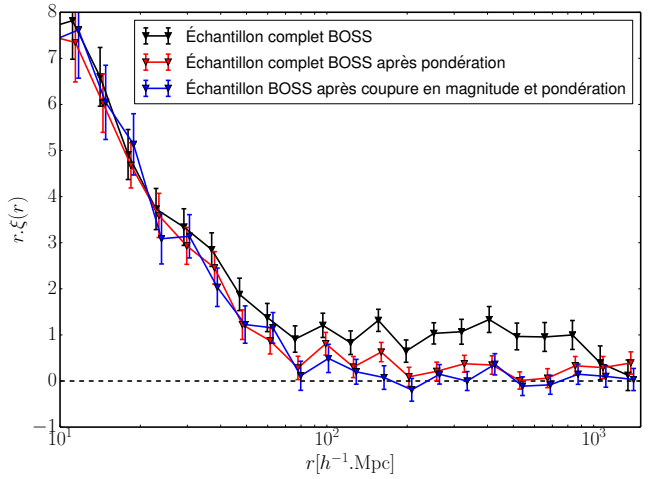


FIGURE 3.18 Pondération avec et sans coupure en magnitude pour l'échantillon de quasars BOSS.

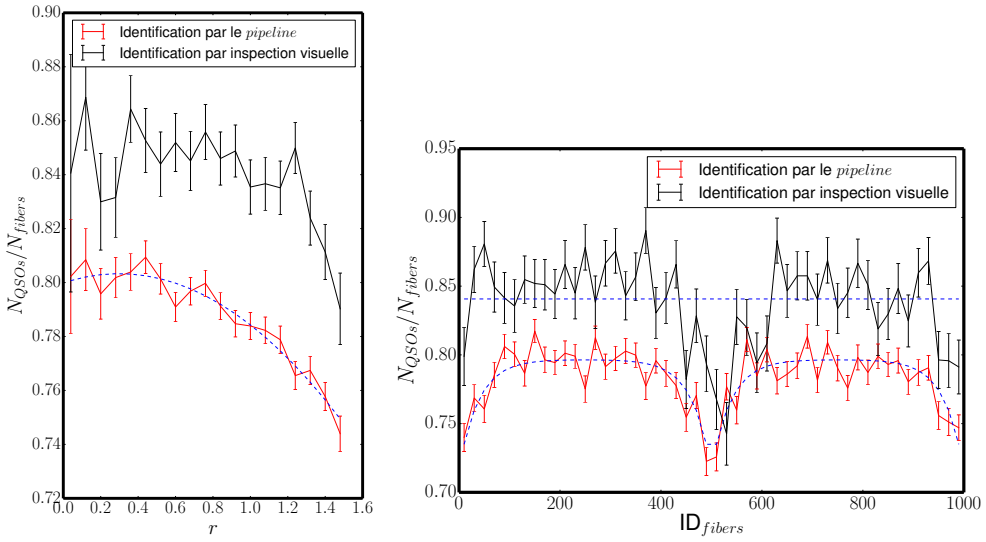


FIGURE 3.19 Évolution de l'efficacité d'identification en fonction du numéro de fibre et de la distance de la fibre au centre de la plaque. La courbe rouge correspond aux nouveaux quasars eBOSS, la courbe noire aux quasars SEQUELS, qui ont été inspectés visuellement. Les courbes pointillées bleus sont ajustées sur les données.

la même efficacité, ce qui peut générer une erreur systématique. De plus, cette efficacité est susceptible de varier avec le rapport de signal sur bruit, en particulier pour le *pipeline*. Or, le rapport signal sur bruit d'un spectre varie suivant la position de sa fibre dans les spectrographes : les bords des spectrographes, où sont situées les fibres dont les numéros sont proches de 0, 500 et 1000, produisent des spectres en moyenne plus bruités. Le numéro de fibre est de plus corrélé avec sa position dans le plan focal du télescope. Les fibres avec un identifiant proche de 0, 500, ou 1000 sont donc à la fois situées en bord de plan focal, et en bord de spectrographe : il existe donc un risque de voir apparaître un effet systématique pour des distances de l'ordre de la largeur des plaques.

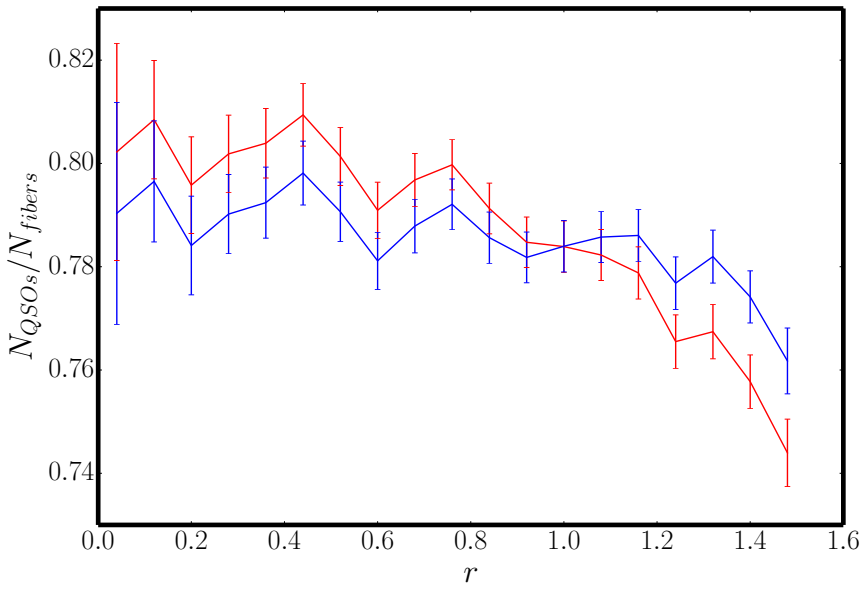


FIGURE 3.20 Efficacité d'identification en fonction de la distance au centre, avant (en rouge) et après (en bleu) correction en fonction du numéro de fibre (voir équation 3.9), pour les nouveaux quasars eBOSS.

La Figure 3.19 montre le rapport entre le nombre de quasars identifiés par le *pipeline* et le nombre de cibles en fonction du numéro de fibre et de la distance de la fibre par rapport au centre. Nous observons une variation significative de l'efficacité d'identification suivant la position de la cible sur la plaque. Nous nous intéressons ensuite au rapport entre le nombre de quasars identifiés par inspection visuelle et le nombre de cibles pour les plaques SEQUELS : nous constatons que la dépendance est moins significative, et que la proportion de cibles identifiées comme quasar est en moyenne plus importante. Comme pour la correction pour la profondeur, nous ajustons une courbe à la dépendance en fonction du numéro de fibre :

$$\frac{N_{QSO}}{N_{fibers}}(n_{fiber}) = -a\cosh\left(\frac{x \bmod 500 - 250}{b}\right)^2 + c\,. \tag{3.9}$$

Nous appliquons ensuite à chaque quasar identifié par le *pipeline* un poids inverse à cette loi. Si nous calculons à nouveau la dépendance du rapport quasars sur cibles en fonction de r, nous constatons qu'elle est atténuée, comme le montre la Figure 3.20.

Pour les quasars déjà connus, nous leur appliquons l'inverse de la valeur moyenne obtenue à partir des plaques SEQUELS. Idéalement, nous souhaiterions appliquer une correction similaire à celle de l'équation 3.9, mais nous n'avons pas accès à l'information sur la position de la fibre dans le spectrographe et sur la plaque pour l'ensemble des quasars SDSS et BOSS. Nous nous contentons donc d'une valeur moyenne afin de prendre en compte la différence d'efficacité entre quasars connus et non connus. La Figure 3.21 montre l'influence de cette correction sur $\xi(r)$. L'effet de la pondération des quasars identifiés par le *pipeline* avec le numéro de fibre est en fait négligeable : l'effet montré sur la Figure 3.21 provient essentiellement de la différence entre la valeur moyenne des poids attribués aux quasars connus et aux quasars nouvellement observés.

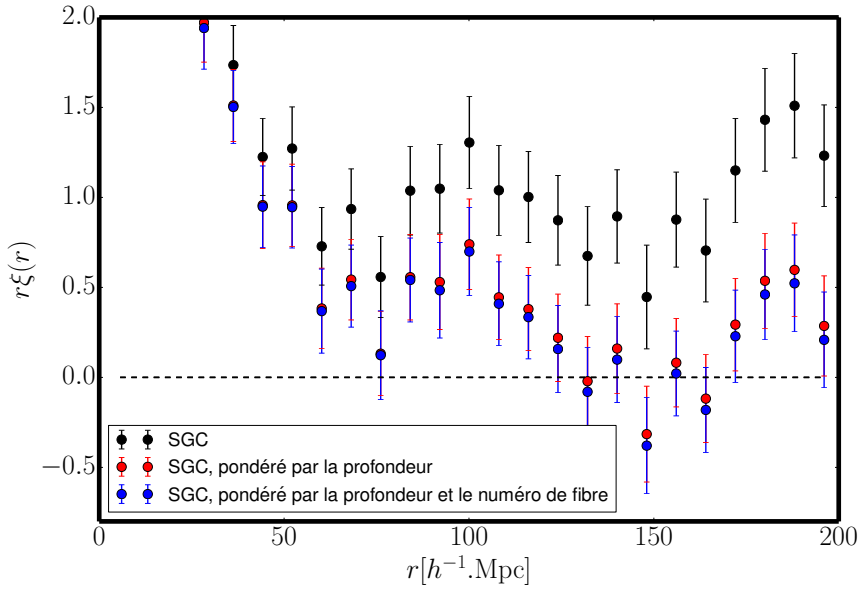


FIGURE 3.21 Influence de la correction par rapport au numéro de fibres sur $\xi(r)$. On voit que la correction, une fois combinée à celle de la pondération du catalogue *random* par rapport à la profondeur, n'a que peu d'effet.

3.3.3 Traiter les collisions de fibres

Dans la section 2.5.1, nous avons mentionné la présence de «collisions» de fibres lors de la prise des données. Il serait incorrect de traiter ces cibles manquées comme un simple effet de complétude, car ce procédé distribuerait à l'ensemble du polygone le fait que l'on ait manqué une cible dans un rayon de 62" autour de la cible observée. Nous appliquons la méthode suivante pour toute cible en collision et non-observée. Si au moins un quasar se trouve à une distance inférieure à 62" de la cible, nous augmentons d'une unité le poids de ce quasar. Nous incrémentons également le terme $N_{collisions}$ du polygone du quasar pour le calcul de la complétude (voir équation 3.1). Dans le cas où plusieurs quasars se situent à moins de 62" de la cible manquée, nous augmentons uniquement le poids du quasar le plus proche de la cible. Si la cible est en collision avec une cible n'étant pas un quasar, nous la retirons de l'échantillon. Cette technique de traitement de collisions est également utilisée pour l'étude de la structuration des galaxies [72]

Cette technique de correction repose sur deux hypothèses. La première considère que toute cible en collision avec un quasar est également un quasar : la figure 3.19 montre qu'en effet, pour le relevé eBOSS, 84 % des cibles sont des quasars. De plus, l'amplitude de la fonction de corrélation des quasars étant importante à petite échelle, la probabilité que deux cibles séparées par une petite distance angulaire soient deux quasars est plus importante que celle d'avoir une ou deux cibles non-quasars. Cela justifie la seconde hypothèse, selon laquelle deux quasars proches ont une grande probabilité d'avoir des *redshifts* similaires. Augmenter les poids des quasars en collision revient à considérer que les deux cibles sont des quasars appartenant au même amas.

Nous testons l'influence du traitement des collisions sur $\xi(r)$ dans le cas du relevé eBOSS en comparant deux méthodes de traitement des collisions. La première méthode consiste à augmenter le poids des quasars en collision, comme décrit dans les deux paragraphes précédents. La seconde méthode consiste ne pas augmenter le poids des quasars en cas de collision avec une autre cible CORE : cette méthode implique de recalculer la complétude sans le terme $N_{collisions}$,

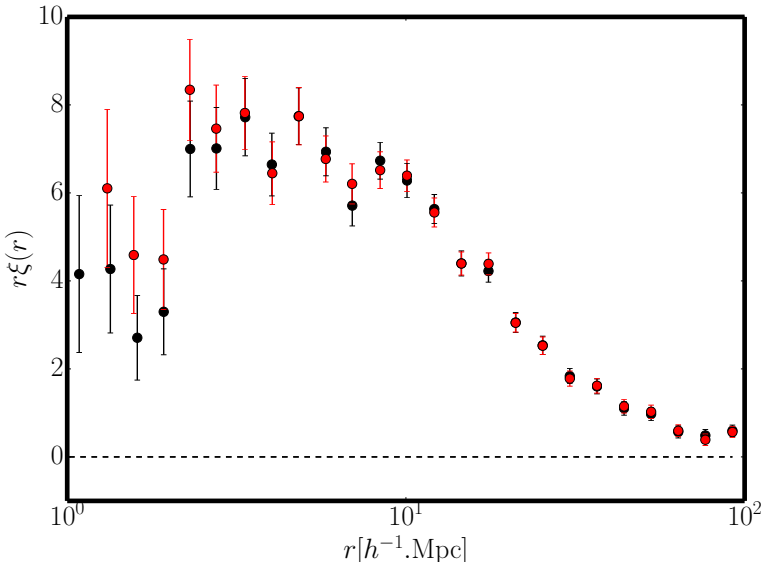


FIGURE 3.22 Fonction de corrélation pour deux traitements de collisions de cibles différents. Les points noirs sont obtenus en calculant en utilisant la méthode de pondération, les points rouges sont obtenus en retirant simplement les cibles en collision.

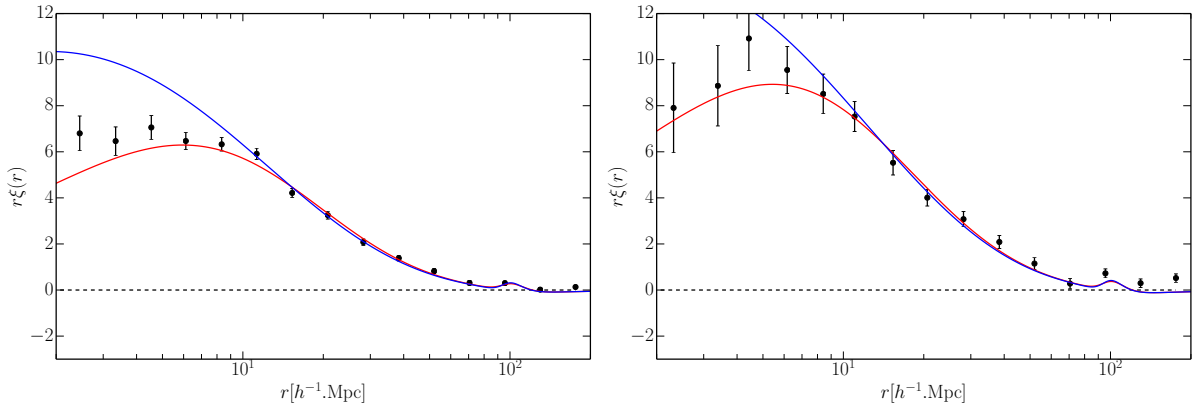
et de générer un nouveau catalogue d'objets *randoms*. La Figure 3.22 montre $\xi(r)$ à petite échelle pour les différentes méthodes de traitement des collisions : nous constatons que les résultats sont très similaires. Pour le relevé BOSS, puisque la densité de cibles quasar est faible, le nombre de collision l'est également : la correction a donc peu d'effet.

3.4 Mesure du biais et de la dispersion de vitesses des quasars

3.4.1 Modéliser $\xi(r)$

Pour prédire la fonction de corrélation des quasars, nous calculons le spectre de puissance du modèle ΛCDM grâce à CAMB [73]. À partir d'un jeu de paramètres cosmologiques, CAMB fait évoluer le spectre de puissance primordial jusqu'à un *redshift* choisi. En utilisant une technique de transformée de Fourier rapide (*Fast Fourier Transform*, FFT), nous le convertissons ensuite en fonction de corrélation. Pour l'ensemble des analyses de ce document, nous utiliserons les paramètres PLANCK 2013 (voir Tableau 1.1). CAMB, combiné avec HALOFIT [74], permet également de prendre en compte des effets non linéaires, qui vont essentiellement modifier $\xi(r)$ à petit r. Enfin, nous appliquons un modèle de RSDs pour obtenir la fonction de corrélation des quasars, comme défini dans la section 1.6.

Nous allons comparer nos données à deux modèles de fonction de corrélation. Le premier est un modèle CAMB linéaire, avec un *biais* linéaire (c'est-à-dire un *biais* constant, voir équation 1.42). Pour comparer notre mesure à des échelles plus petites, nous les comparons également à un modèle CAMB avec effets non-linéaires, et un modèle de *biais* prenant en compte la dispersion des vitesses des quasars σ_Q (voir équation 1.45). L'ensemble des ajustements sont réalisés en utilisant l'algorithme de minimisation *Minuit*.



(A) eBOSS, $0,9 < z < 2,2$ (B) BOSS, $2,2 < z < 2,8$

FIGURE 3.23 Mesure de $r.\xi(r)$ pour les échantillons BOSS et eBOSS (points noirs). La courbe bleue correspond au modèle linéaire, et la courbe rouge correspond au modèle non-linéaire.

3.4.2 Mesures de b_Q et comparaison au modèle ΛCDM

La Figure 3.23 montre l'ajustement des données BOSS et eBOSS sur nos deux modèles, sur une portée en r allant de 10 à 85 h^{-1}Mpc pour le modèle linéaire, et de 2 à 85 h^{-1}Mpc pour le modèle non-linéaire. L'amplitude de la fonction de corrélation est plus faible pour l'échantillon de quasars eBOSS que pour l'échantillon de quasars BOSS. Quand le *redshift* diminue, l'amplitude de la fonction de corrélation de la matière augmente avec le facteur de croissance des structures (voir section 1.5.2) : nous observons l'inverse pour les quasars sur la Figure 3.23. Par conséquent, le biais des quasars b_Q diminue avec z.

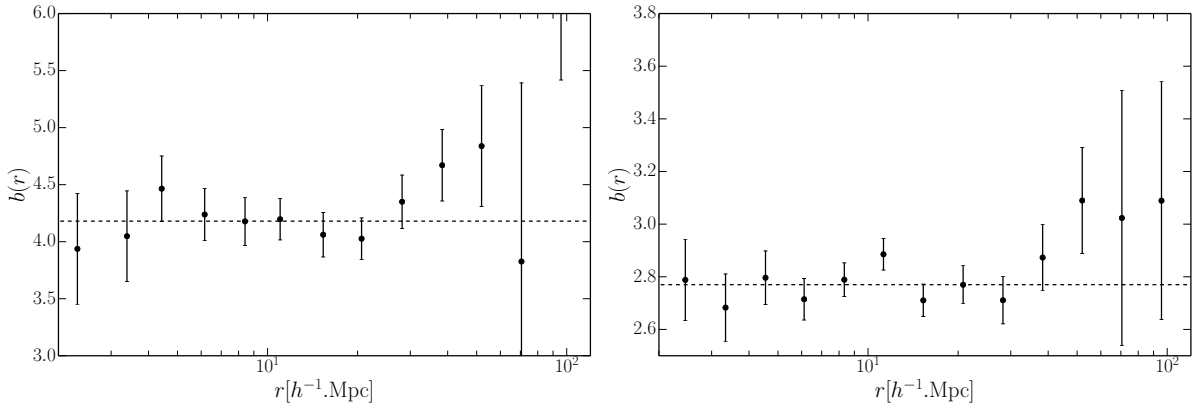
Pour l'échantillon de quasars BOSS dans la gamme $2,2 < z < 2,8$, si on ajuste le modèle linéaire, nous obtenons $b_Q = 3,86 \pm 0,11$ ($\chi^2 = 6,6$ pour 6 degrés de liberté). Pour le modèle non-linéaire, nous obtenons $b_Q = 3,85 \pm 0,11$ et $\sigma_Q = 274 \pm 134$ km.s^{-1}, avec $\chi^2 = 6,9$, pour 8 degrés de liberté. La valeur mesurée est en accord avec les valeurs obtenues par les autres analyses de la structuration des quasars BOSS, qui mesurent $b_Q = 3,8 \pm 0,3$ (pour l'échantillon DR9 [75]), $b_Q = 3,54 \pm 0,11$ (pour l'échantillon DR12) [76], et $b_Q = 3,64 \pm 0,15$ pour la fonction de corrélation croisée quasar Lyman-α [77].

Pour le relevé eBOSS, nous obtenons $b_Q = 2,43 \pm 0,04$ avec $\chi^2 = 6,1$ pour le modèle linéaire (6 degrés de liberté), et $b_Q = 2,44 \pm 0,04$, $\sigma_Q = 539 \pm 70$ km.s^{-1} et $\chi^2 = 9,1$ pour le modèle non-linéaire (8 degrés de liberté). Nos données sont donc en accord avec les deux modèles et les *biais* mesurés avec ou sans dispersion sont compatibles.

Si nous modifions la portée en r de l'ajustement, le résultat varie peu, comme le montre la Figure 3.24. La racine carrée du rapport entre fonctions de corrélation des données et de la matière, est le *biais* effectif b_{eff} :

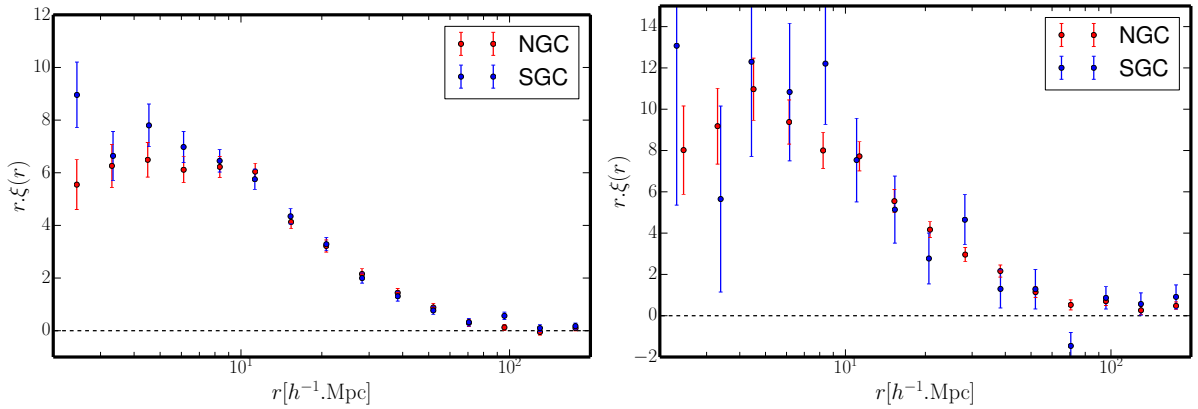
$$b_{\mathrm{eff}} = b_Q(1 + \frac{2\beta}{5} + \frac{\beta^2}{5}) \,. \tag{3.10}$$

Le facteur β correspond à celui mentionné dans l'équation 1.43. La Figure 3.24 montre que la valeur de b_{eff} est constante avec r pour les deux relevés. Elle se limite aux échelles plus petites que 100 h^{-1}Mpc car la fonction de corrélation théorique de la matière devient faible à partir de



(A) eBOSS, $0,9 < z < 2,2$ (B) BOSS, $2,2 < z < 2,8$

FIGURE 3.24 Évolution de b_{eff} avec la distance entre 0 et 100 h^{-1}Mpc pour les relevés BOSS et eBOSS.



(A) eBOSS, $0,9 < z < 2,2$ (B) BOSS, $2,2 < z < 2,8$

FIGURE 3.25 Comparaison de la mesure de $r.\xi(r)$ entre BOSS et eBOSS pour le *North Galactic Cap* et le *South Galactic Cap*.

cette échelle, ce qui entraîne une forte augmentation de l'erreur sur b_{eff}. En utilisant le modèle non-linéaire, la valeur moyenne du *biais* effectif est $b_{\text{eff}} = 4,18 \pm 0,12$ pour le relevé BOSS, et $b_{\text{eff}} = 2,77 \pm 0,04$ pour le relevé eBOSS. En utilisant l'équation 3.10, nous retrouvons les mêmes valeurs à partir des mesures de b_Q.

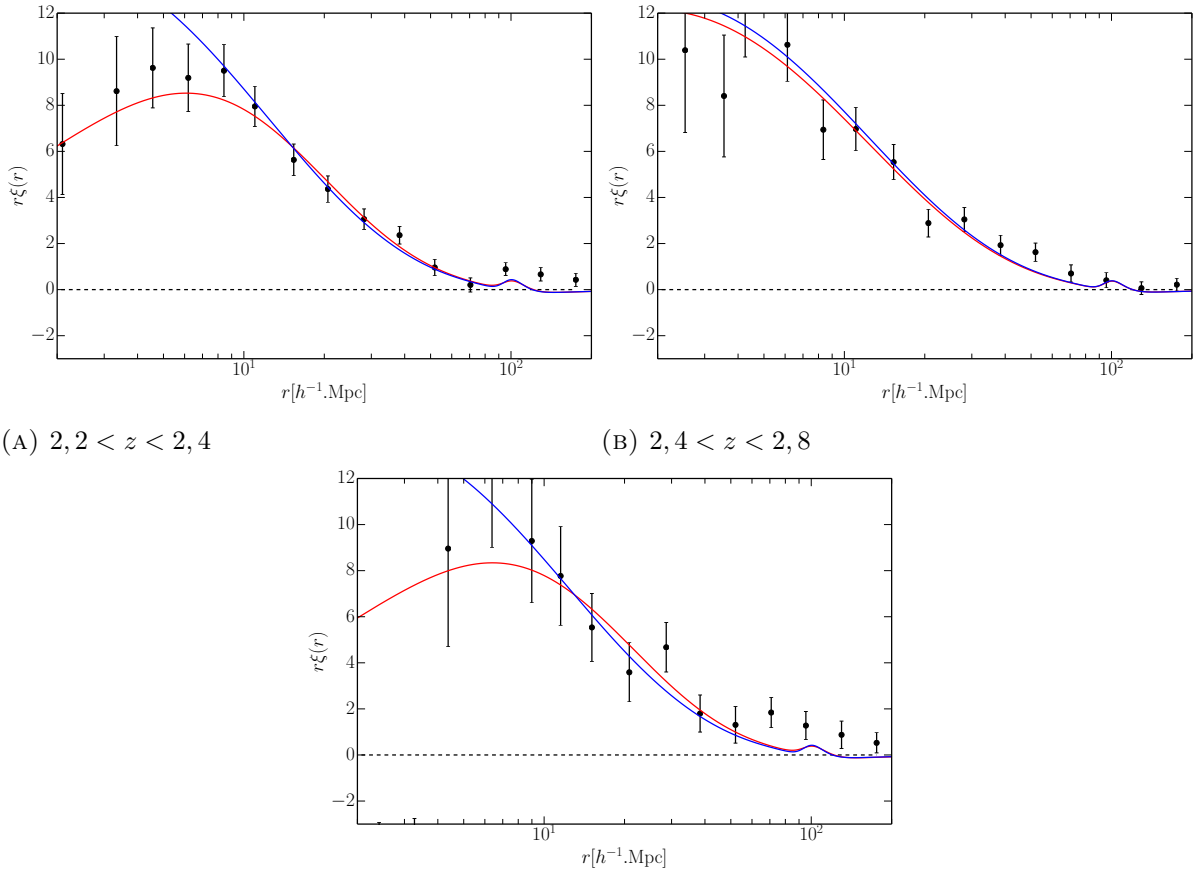
La Figure 3.25 montre la mesure de $\xi(r)$ dans les deux hémisphères galactiques pour les deux relevés. Les fonctions de corrélation sont compatibles dans les deux cas. Il s'agit d'une preuve supplémentaire de l'efficacité de notre traitement des effets systématiques. Les résultats de l'ajustement du *biais* et de la dispersion des vitesses sont montrés dans le Tableau 3.4.

3.4.3 Mesure de $b_Q(z)$ et $\sigma_Q(z)$

Nous mesurons maintenant b_Q et σ pour différentes tranches de *redshift* pour les deux relevés BOSS et eBOSS. La Figure 3.26 montre l'ensemble des fonctions de corrélation mesurées dans chaque tranche de *redshifts* pour le relevé BOSS, et la Figure 3.27 pour le relevé eBOSS. Nous

Échantillon	b_Q	σ_Q (km s^{-1})	$\chi^2(8\,d.o.f.)$
eBOSS NGC	$2,45 \pm 0,06$	612 ± 93	8,8
eBOSS SGC	$2,44 \pm 0,06$	435 ± 101	2,3
BOSS NGC	$3,89 \pm 0,14$	362 ± 151	7,4
BOSS SGC	$3,82 \pm 0,24$	140 ± 271	12,0

TABLE 3.3 Résultats de l'ajustement de b_Q et σ_Q pour le modèle non-linéaire, pour le NGC et le SGC des relevés BOSS et eBOSS.



(A) $2,2 < z < 2,4$

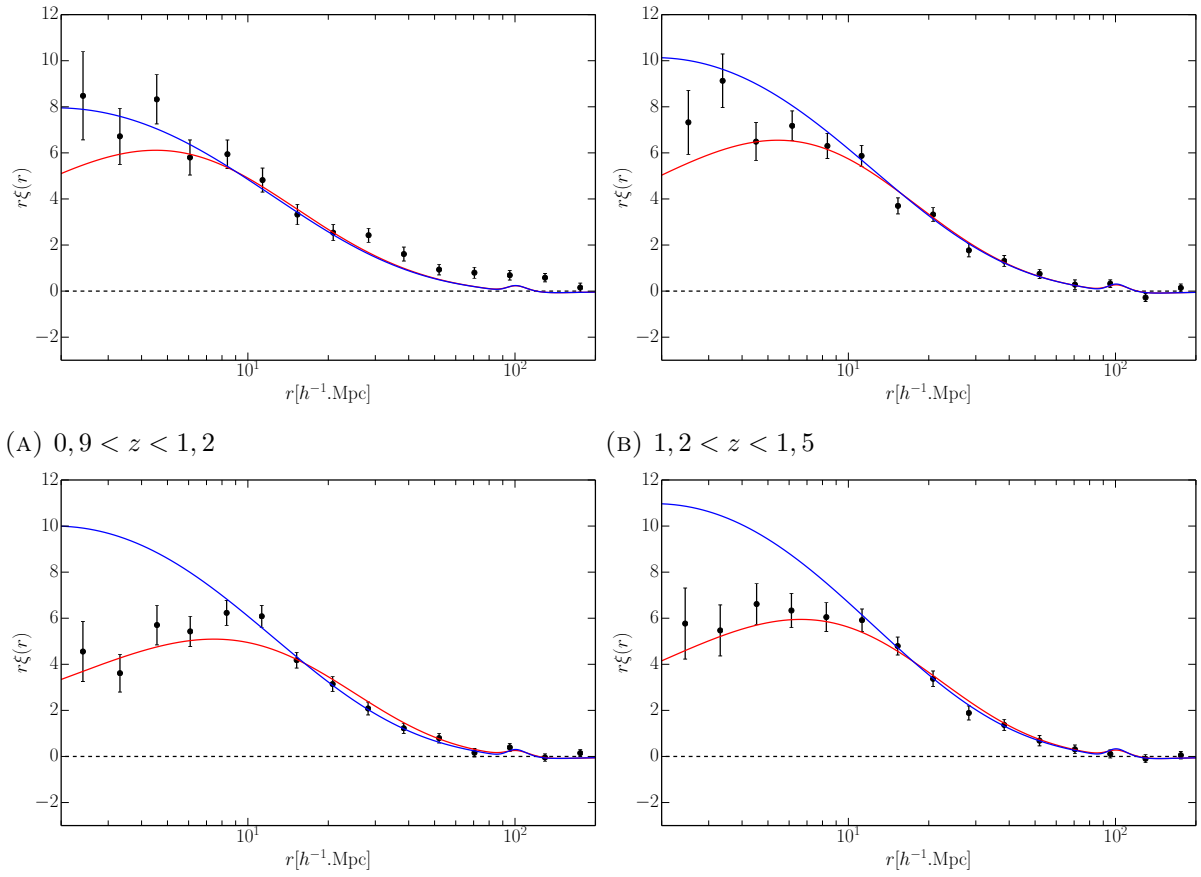
(B) $2,4 < z < 2,8$

(C) $2,8 < z < 3,5$

FIGURE 3.26 Mesure de la fonction de corrélation dans différentes tranches de *redshifts* pour le relevé BOSS.

ajustons à chaque fonction de corrélation nos deux modèles de $\xi(r)$. Dans chaque tranche en *redshift*, les deux modèles sont en accord avec les données. Les valeurs ajustées de b_Q et σ_Q dans chaque tranche de *redshift* pour le modèle non-linéaire sont données dans la Table 3.4.

La Figure 3.28 montre l'évolution de b_Q avec le *redshift*, ainsi que les résultats obtenus à partir du relevé de quasars 2DF [78, 79], qui était le plus grand échantillon spectroscopique de quasars avant l'avènement des relevés BOSS et eBOSS. Notre mesure de $b_Q(z)$ est en accord avec les mesures du relevé 2DF, et possède une précision nettement supérieure. Nos mesures sont également en accord avec les précédentes mesures de *biais* réalisé avec le relevé de quasars SDSS II [80]. Nous constatons que le *biais* des quasars augmente avec z. Nous pouvons modéliser l'évolution du *biais* en fonction du *redshift* avec la fonction :



(A) $0,9 < z < 1,2$ (B) $1,2 < z < 1,5$

(C) $1,5 < z < 1,8$ (D) $1,8 < z < 2,2$

FIGURE 3.27 Mesure de la fonction de corrélation dans différentes tranches de *redshifts* pour le relevé eBOSS.

z_{min}	z_{max}	z_{eff}	n_{QSO}	b_Q	σ_Q (km s^{-1})	$\chi^2(8\,d.o.f.)$
eBOSS						
0.9	1.2	1.05	22 249	1.75 ± 0.06	94 ± 253	17.6
1.2	1.5	1.35	29 225	2.20 ± 0.07	488 ± 120	8.2
1.5	1.8	1.65	29 771	2.53 ± 0.08	633 ± 121	6.8
1.8	2.2	1.99	32 327	2.93 ± 0.11	530 ± 115	3.1
0.9	2.2	2.39	113 572	2.44 ± 0.04	539 ± 69	9.1
BOSS						
2.2	2.4	2.30	26 530	3.84 ± 0.15	427 ± 149	3.5
2.4	2.8	2.56	28 939	3.80 ± 0.15	34 ± 600	13.5
2.8	3.5	3.09	18 621	4.84 ± 0.28	143 ± 222	11.7
2.2	2.8	2.39	55 469	3.85 ± 0.12	274 ± 134	6.9

TABLE 3.4 Résumé des mesures de *biais* et de vitesse de dispersion pour les quasars des relevés BOSS et eBOSS, dans différents bins en *redshift*.

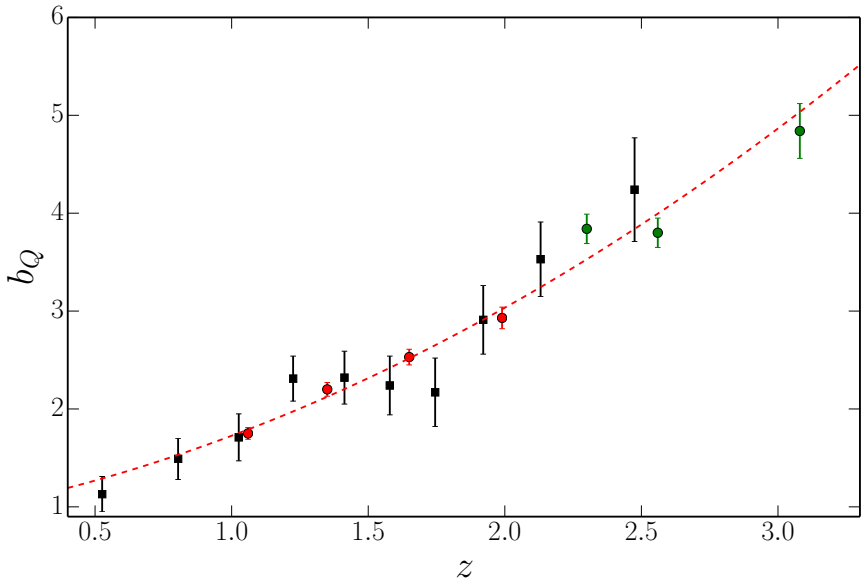


FIGURE 3.28 Évolution du biais avec le redshift pour les relevés BOSS (points verts) et eBOSS (points rouges). Les points noirs correspondent aux résultats obtenus par Croom et al. [79]. Les erreurs correspondent à un écart de 1 σ. La courbe pointillée rouge correspond à l'ajustement sur l'ensemble des données de la fonction de l'équation 3.11

$$b_Q(z) = a(1+z)^2 + b\,. \tag{3.11}$$

En combinant les mesures des relevés 2DF, BOSS et eBOSS, nous mesurons $a = 0,262 \pm 0,029$ et $b = 0,680 \pm 0,228$.

La mesure du *biais* des quasars permet d'étudier la masse moyenne des halos de matière noire peuplés par ces quasars, ainsi que la manière dont ces derniers sont distribués au sein de ces halos [75, 81, 82]. La mesure de l'évolution du *biais* avec le *redshift* est particulièrement importante pour la réalisation de catalogues simulés (ou *mocks*), car elle permet de convertir les distributions simulées de matière noire en distribution de quasars.

La Figure 3.29 montre l'évolution de σ_Q avec le *redshift*. La faible densité du relevé BOSS ne permet pas une mesure très précise de σ_Q, en particulier lorsque l'on réduit la gamme en z. De plus, Il est très difficile d'interpréter cette mesure, car la mesure de la vitesse de dispersion des quasars est combinée avec la dispersion induite par l'incertitude sur la mesure de z :

$$\sigma_Q = \sqrt{\sigma^2_{\text{disp}} + \sigma^2_{\Delta z}}\,, \tag{3.12}$$

où σ_{disp} est la dispersion de vitesse réelle des quasars, et $\sigma_{\Delta z}$ la dispersion due à l'erreur sur la mesure du *redshift* (voir section 2.6). Pour les mesures obtenues avec eBOSS, plus un quasar est lointain, plus le rapport signal sur bruit de son spectre est faible, et plus l'erreur sur la mesure de z est grande. Ceci peut expliquer l'augmentation de σ_Q avec z. La valeur diminue ensuite lorsque l'on passe aux quasars BOSS, qui sont tous inspectés visuellement. L'inspection visuelle permet une mesure plus précise du *redshift* des quasars, ce qui peut expliquer pourquoi la dispersion est en moyenne plus faible pour le relevé BOSS que pour le relevé eBOSS.

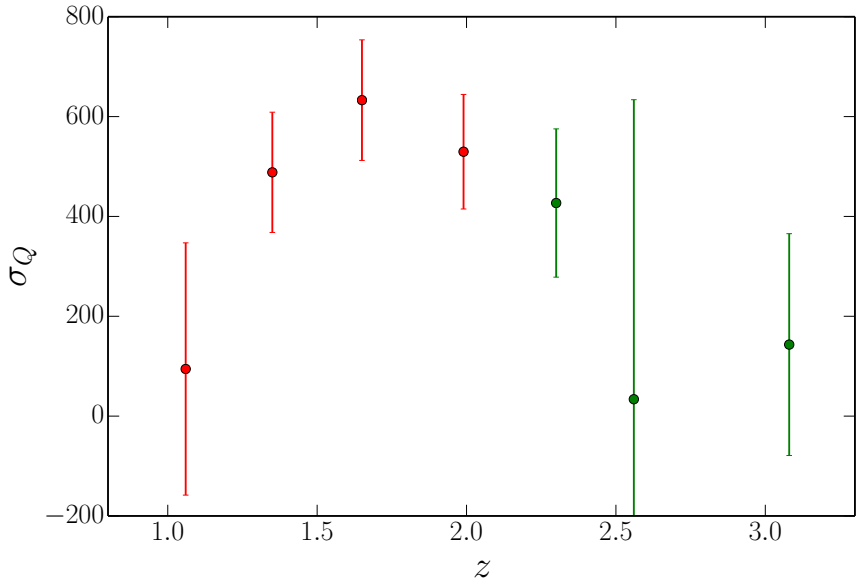


FIGURE 3.29 Évolution de la vitesse de dispersion avec le redshift pour les relevés BOSS et eBOSS. Les erreurs correspondent à un écart de 1 σ.

Chapitre 4

Étude de l'homogénéité cosmique

4.1 Pourquoi et comment étudier l'homogénéité ?

4.1.1 Une des hypothèses centrales de la cosmologie

Nous avons déjà mentionné dans le Chapitre 1 que l'homogénéité et l'isotropie statistiques constituaient le Principe Cosmologique. Ce principe implique que la métrique de l'univers est la métrique FLRW, qui est l'un des fondements du modèle ΛCDM . Nous avons vu que ce modèle décrit admirablement bien les observations les plus récentes, du CMB à la structure des relevés de galaxies. Tester l'homogénéité de l'univers ne revient pas seulement à tester un modèle, mais à vérifier l'une des hypothèses de base du modèle standard de la cosmologie.

Puisque le Principe Cosmologique implique la métrique FLRW, il est également nécessaire pour convertir les coordonnées observationnelles en coordonnées comobiles. Enfin, la plupart des analyses de structures à grandes échelles reposent sur la mesure de grandeurs statistiques. La fonction de corrélation et le spectre de puissance nécessite la définition d'une densité moyenne, qui ne peux pas être définie de manière non-ambiguë si l'univers n'est pas homogène.

4.1.2 Isotropies et Principe de Copernic

L'isotropie autour de nous est vérifiée par de nombreuses expériences. À $z \simeq 1100$, la mesure de l'isotropie du spectre de corps noir du CMB est l'exemple le plus connu [83]. De plus, les résultats de la collaboration Planck indique que les spectres de puissance des fluctuations de température et de polarisation du CMB sont statistiquement isotropes [19]. Les fluctuations à grandes échelles du XCB (*X-Rays Cosmological Background* [84]) sont également compatibles avec une isotropie statistique (pour $z < 5$), même si la mesure du dipôle lié à notre mouvement local à partir du XCB n'est pas compatible avec celui mesuré par le CMB [85]. Les distorsions du XCB dues aux structures à grandes échelles rendent toutefois difficile l'interprétation de cette différence, qui pourrait être due à un effet systématique. Enfin, l'isotropie du comptage des galaxies radios est une preuve supplémentaire de l'isotropie de notre univers [86].

Ces expériences permettent de tester l'isotropie «projetée», en mesurant le champ de densité $\rho(\theta)$ intégré entre deux *redshifts* le long de la ligne de visée :

$$\rho(\theta) = \int \rho(r,\theta) W(r)\,\mathrm{d}r\,, \tag{4.1}$$

où $W(r)$ décrit la fenêtre d'observation du relevé. Une définition plus stricte de l'isotropie, telle qu'elle est donnée par Peebles, implique que l'isotropie soit vérifiée pour tout *redshift* :

$$\rho(r,\theta_1) = \rho(r,\theta_2)\,. \tag{4.2}$$

Cette isotropie est nommée isotropie «spatiale». L'homogénéité de l'univers peut être déduite [87–89] en combinant l'isotropie spatiale et le principe de Copernic, qui stipule que nous ne nous situons pas à une position particulière dans l'univers. L'isotropie projetée n'est, par contre, pas suffisante pour prouver que l'univers est homogène : il est en effet possible d'imaginer des distributions fractales (donc inhomogènes), qui sont isotropes une fois projetées sur la sphère céleste. Un exemple est proposé dans l'article Durrer et al. (1997) [90]. Dans l'analyse qui suit, nous proposons de mettre en évidence l'homogénéité de l'univers à partir de relevés de quasars à 3 dimensions. Ce test donne l'opportunité de quantifier le degré d'homogénéité de notre univers, et d'observer la transition d'un régime structuré vers un régime homogène. De plus, ce test permet également de mesurer la dimension de corrélation fractale de l'univers.

4.1.3 Quelques généralités sur les fractales

Introduites en 1982 par Mandelbrot, les fractales sont des objets mathématiques dont la structure est invariante d'échelle. Il n'en existe pas de définition stricte. Nous considérons ici qu'une fractale F respecte les propriétés suivantes :

- F possède une structure fine : autrement dit, la distribution est structurée jusqu'à des échelles arbitrairement petites.
- F est trop irrégulière pour être définie avec des outils géométriques et analytiques usuels.
- F présente une ou des répétitions de motifs : ces répétitions peuvent être statistiques.
- F peut se décrire simplement, souvent à partir d'un processus récursif.

Le flocon de Koch (voir Figure 4.1) est un exemple célèbre de fractale, qui respecte l'ensemble des conditions précédentes. Un exemple de distribution fractale est présentée dans la section 4.3.2. Les fractales sont caractérisées par différentes dimensions fractales, généralement différentes de la dimension topologique de l'espace.

Le comptage de boîtes consiste à remplir l'ensemble de l'espace dans lequel est contenu la fractale avec des cubes de taille δ, puis de compter le nombre de cubes $N(\delta)$ contenant une partie de la fractale. Pour une ligne de longueur l contenue dans un espace à 3 dimensions, nous devrions obtenir $N(\delta) \simeq \frac{l}{\delta}$, et $N(\delta) \simeq \frac{A}{\delta^2}$ pour une surface d'aire A. On définit alors la dimension de comptage de boîtes :

$$D_0 = \lim_{\delta \to 0} \frac{\log(N(\delta))}{\log(1/\delta)}\,. \tag{4.3}$$

Cette dimension est aussi nommée dimension de Minkowski. Si cette limite n'existe pas, on définit à la place des limites supérieures et inférieures.

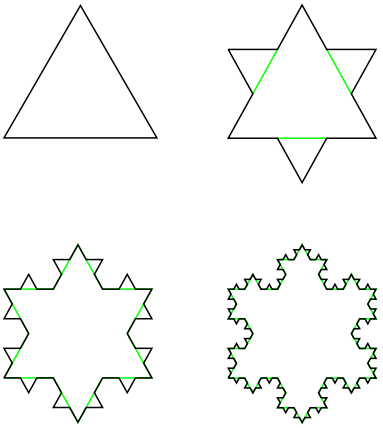


FIGURE 4.1 Construction du flocon de Koch. Seules les 4 premières étapes du processus récursif qui détermine la fractale sont montrées. Le flocon de Koch respecte la définition donnée dans la section 4.1.3.

Dans notre analyse d'homogénéité, nous nous intéressons à la mesure de la dimension de corrélation fractale pour une distribution de points. Nous définissons d'abord le comptage dans une sphère (*count-in-spheres* en anglais) $N(< r)$ comme le nombre moyen de points dans des sphères de rayon r centrées sur les positions de chaque point. La distribution possède une dimension de corrélation fractale D_2 :

$$D_2(r) \equiv \frac{\mathrm{d}\,\ln N(< r)}{\mathrm{d}\,\ln r}\,, \tag{4.4}$$

ce qui est équivalent à :

$$N(< r) \propto r^{D_2}\,. \tag{4.5}$$

Pour une distribution de points homogène, $D_2 = 3$, . Nous verrons par la suite que dans le cas d'une distribution qui n'est statistiquement homogène qu'à grande échelle, D_2 dépend de r : on observe une transition progressive vers un régime d'homogénéité où $D_2(r) \simeq 3$.

4.1.4 Tester l'homogénéité avec un relevé en 3 dimensions

Plusieurs analyses ont déjà permis d'étudier l'homogénéité à partir d'un relevé à 3 dimensions. Leurs conclusions étant différentes, nous proposons ici un résumé de l'ensemble de ces mesures.

Les premières analyses à partir de relevés à 3 dimensions se caractérisent par une statistique et un accès à des volumes d'observation limités. Toutefois, avec les 2387 galaxies du relevé QDOT [91], il a déjà été possible en 1994 de mettre en évidence l'évolution de $D_2(r)$ avec r : $D_2(r) = 2,25$ pour r compris entre 1 et 10 h^{-1}Mpc et $D_2(r) = 2,77$ pour r compris entre 10 et 50 h^{-1}Mpc. De plus, les valeurs de $N(< r)$ obtenues à partir des observations des relevés ESP (*ESO Slice Project*), *Perseus–Pisces*, *Stromlo-APN*, et *Cfa80* étaient compatibles avec un univers homogène

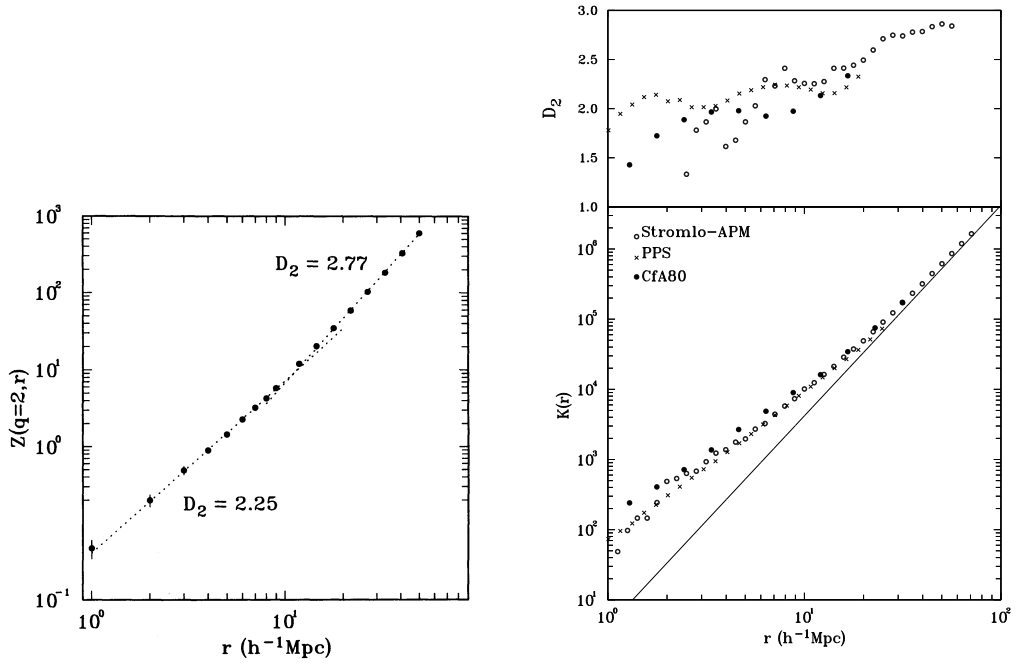


FIGURE 4.2 Mesures de $N(< r)$ pour le relevé QDOT (à gauche), et les relevés *Perseus–Pisces*, *Stromlo-APN*, et *Cfa80* (à droite). Les quantités $Z(2, r)$ et $K(r)$ sont identiques à $N(< r)$. Les valeurs de $D_2(r)$ obtenues sont également montrées.

aux grandes échelles, et permettaient déjà d'exclure à plus de 5σ des modèles cosmologiques avec $D_2(r) \simeq 2$ [92–94]. Même conclusion pour les résultats du relevé LCRS (*Las Campanas Redshift Survey*) [95, 96] qui ont permis d'accéder à des distances de l'ordre de 200 h^{-1}Mpc, et ont confirmé les observations des précédents relevés, sans pour autant parvenir à mesurer le « plateau » attendu à $D_2(r) = 3$ pour les grandes échelles d'une distribution homogène.

Les résultats se sont affinés à partir des années 2000. Les 14 677 galaxies du relevé PCSz ont permis de mesurer $D_2(r) = 2,992 \pm 0,003$ pour des distances allant de 30 à 400 h^{-1}Mpc [97]. L'écart de D_2 par rapport à 3, de l'ordre de 3 σ, s'explique par le fait que l'univers n'a pas encore atteint un régime d'homogénéité autour de 30 h^{-1}Mpc, ce qui tire la valeur de D_2 vers le bas. Mais les relevés de galaxies [98–100] et de quasars SDSS [101], ainsi que le relevé WiggleZ [102, 103] ont enfin mis à disposition suffisamment de traceurs pour mettre en évidence la transition vers un plateau aux grandes échelles (voir Figures 4.3 et 4.4).

Dans le même temps, d'autres analyses concluent que l'univers n'est pas statistiquement homogène aux grandes échelles [104–109]. La mesure à grande échelle de $N(< r)$ et $D_2(r)$ requiert une bonne maîtrise des effets systématiques (voir section 3.3). Les résultats de ces analyses s'expliquent soit par une portée en r trop limitée (le régime d'homogénéité n'est pas encore atteint), soit par le fait qu'elles négligent les effets systématiques.

Les différents échantillons de quasars SDSS sont particulièrement adaptés à une analyse d'homogénéité. Puisque les quasars de ces relevés se situent à grand z, le volume comobile total est bien plus grand que celui disponible pour les analyses SDSS et WiggleZ (respectivement 0,25 et $\simeq 1\, h^{-3}$ Gpc^3). Nadathur et al. [101] a déjà proposé une mesure de $N(< r)$ et $D_2(r)$ à partir de 18 722 quasars du relevé SDSS I et II, dans la gamme $1,0 < z < 1,8$, dans un volume d'environ 16 h^{-3} Gpc^3. Notre échantillon de quasars BOSS couvre un volume comobile légèrement plus

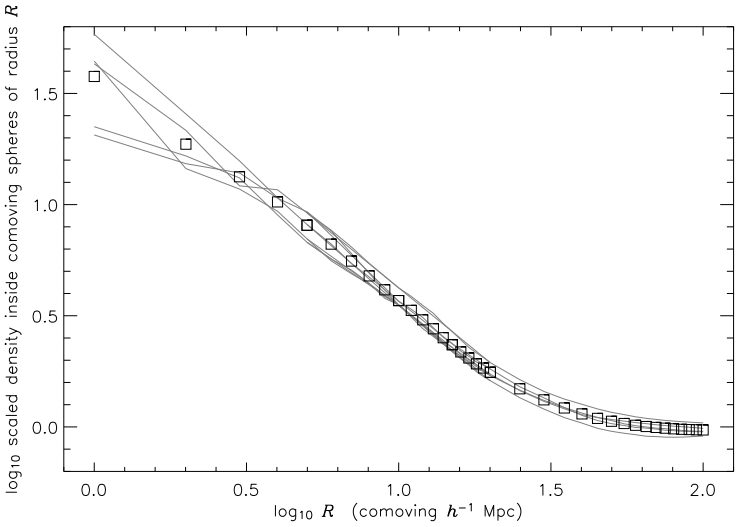


FIGURE 4.3 Rapport du nombre moyen de galaxies du relevé SDSS, divisé par le nombre moyen d'objet d'un catalogue *random* homogène situé dans des sphères de rayon R, centrées sur les positions des galaxies (carrés blancs). Les courbes grises donnent les résultats pour 5 tranches en ascension droite. Autour de 200 h^{-1}Mpc, ce rapport s'approche de 1, indiquant que la distribution de galaxie est homogène à partir de cette échelle.

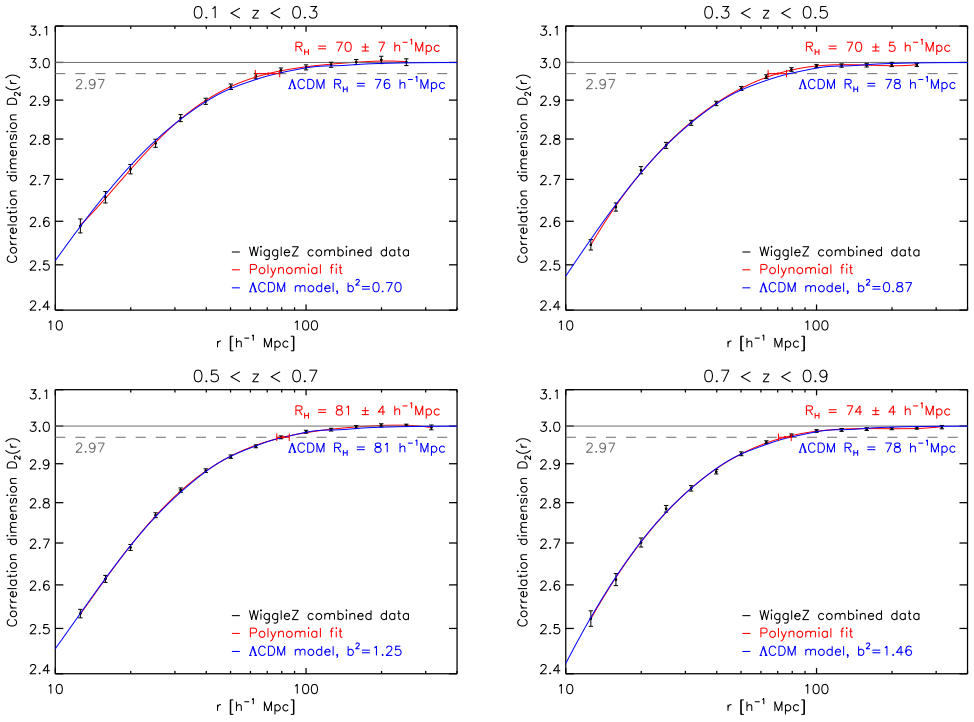


FIGURE 4.4 Mesure dans différentes bandes de *redshift* de $D_2(r)$ à partir des galaxies du relevé WiggleZ. R_h est défini comme la valeur de r pour laquelle la valeur de $D_2(r)$ atteint 1 % de la valeur attendue (soit $D_2 = 2,97$). La courbe bleue est obtenu à partir de l'ajustement d'un modèle ΛCDM.

grand ($\simeq 17\ h^{-3}\ \mathrm{Gpc}^3$), possède une statistique plus importante (45 044 quasars) et une sélection de cible homogène. Il est donc plus adapté à une analyse d'homogénéité que l'échantillon de quasars SDSS I-II. Le relevé final de quasars eBOSS se situe pour l'instant dans un volume comobile plus faible, qui est cependant largement compensé par sa plus grande statistique (98 143 quasars). Notons que lorsque le relevé eBOSS sera complété, il couvrira un volume comobile encore plus important que ceux des relevés BOSS et SDSS ($\simeq 26h^{-3}\mathrm{Gpc}^3$). Enfin, une analyse similaire est actuellement réalisé en utilisant les relevés de LRGs BOSS et eBOSS [110].

4.2 Étudier l'homogénéité à partir d'un relevé à 3 dimensions

4.2.1 Quelles observables ?

Dans la section 1.4.2, nous avons défini la fonction de corrélation $\xi(r)$ comme l'excès de probabilité, par rapport à une distribution homogène, de trouver deux objets séparés par une distance r. Lorsque l'échelle caractéristique de l'homogénéité est atteinte, on s'attend à obtenir $\xi(r) \simeq 0$. Toutefois, les équations 1.25 et 1.26 montrent que la définition de cette observable nécessite la connaissance de la densité de matière moyenne $\bar{\rho}$. L'existence d'une densité moyenne de matière requiert que la distribution de matière soit homogène à grande échelle : il est donc incorrect d'utiliser $\xi(r)$ pour établir l'homogénéité de l'univers. En revanche, la mesure du nombre d'objets dans des sphères de comptage $N(< r)$ et de la dimension de corrélation fractale $D_2(r)$, définies dans la section 4.1.3, ne requièrent pas a priori la connaissance de la densité moyenne de traceurs.

Les sphères de comptage sont susceptibles de ne pas être totalement incluses dans le volume d'observation du relevé. Le nombre de sphères incomplètes est d'autant plus important que r est grand, ce qui réduit drastiquement la précision de notre mesure aux grandes échelles. Nous pouvons contourner ce problème en utilisant le catalogue *random* (voir section 3.1.1) pour prendre en compte toutes les sphères, y compris celles qui ne sont pas complètement incluses dans le relevé. On définit alors l'observable $\mathcal{N}(< r)$ comme :

$$\mathcal{N}(< r) = \frac{N_{\mathrm{quasars}}(< r)}{N_{\mathrm{randoms}}(< r)}\,. \tag{4.6}$$

Pour une distribution homogène, $\mathcal{N}(< r) = 1$. Si l'on définit $D_2(r)$ à partir de $\mathcal{N}(< r)$, nous obtenons :

$$D_2(r) \equiv \frac{\mathrm{d}\,\ln \mathcal{N}(< r)}{\mathrm{d}\,\ln r} + 3\,. \tag{4.7}$$

4.2.2 Quels estimateurs ?

Nous définissons un estimateur simple de $\mathcal{N}(< r)$:

$$\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{PH}}(< r) = \frac{\int_0^r dd(s)\,\mathrm{d}s}{\int_0^r rr(s)\,\mathrm{d}s}\,, \tag{4.8}$$

où $dd(r)$ et $rr(r)$ sont les nombres de paires normalisés définis dans l'équation 3.2. La dénomination « PH » est choisie car cet estimateur est analogue à l'estimateur de Peebles-Hauser pour la fonction de corrélation. Le terme constant $(n_r(n_r-1))/(n_q(n_q-1))$ permet de normaliser le nombre d'objets du catalogue *random* par rapport au nombre de quasars du relevé. Cette normalisation revient à normaliser la densité moyenne du catalogue d'objets *randoms* à celle du catalogue de quasars, donc à prendre comme densité moyenne celle du catalogue quasar. La valeur de $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{PH}}(<r)$ dépend donc de la valeur attribuée à la densité moyenne. Cependant, cela n'affecte $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{PH}}(<r)$ que par un facteur multiplicatif constant : dans le cas d'une distribution homogène, on s'attend donc à ce que $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{PH}}(<r)$ atteigne une valeur constante. De plus, lorsque l'on calcule $\widehat{D}_2^{\mathrm{PH}}(r)$, ce terme constant disparaît. C'est pourquoi nous préfèrons utiliser $\widehat{D}_2^{\mathrm{PH}}(r)$ pour vérifier si l'hypothèse d'homogénéité est vérifiée.

Il est également possible d'estimer $\mathcal{N}(<r)$ à partir d'un estimateur plus sophistiqué, inspiré de l'estimateur de Landy Szalay pour la fonction de corrélation :

$$1+\widehat{\xi}_{LS}(r)=\frac{N(r)}{\tilde{N}(r)}=1+\frac{dd(r)-2dr(r)+rr(r)}{rr(r)}\,, \tag{4.9}$$

où $\tilde{N}(r)$ est le nombre de paires séparées par une distance r pour une distribution homogène. Si on considère que $rr(r)$ est un estimateur de $\tilde{N}(r)$, on obtient alors comme estimateur pour $\mathcal{N}(<r)$:

$$\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{LS}}(<r)=\frac{N(<r)}{\tilde{N}(<r)}=\frac{\int_0^r \frac{N(s)}{\tilde{N}(s)}\tilde{N}(s)\,\mathrm{d}s}{\int_0^r \tilde{N}(s)\,\mathrm{d}s}=1+\frac{\int_0^r [dd(s)-2dr(s)+rr(s)]\,\mathrm{d}s}{\int_0^r rr(s)\,\mathrm{d}s}\,. \tag{4.10}$$

Cet estimateur présente l'avantage d'être moins corrélé entre différentes valeurs de r que l'estimateur $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{PH}}(<r)$ et d'avoir une variance plus faible, comme montré sur la Figure 4.5. En revanche, l'effet de la normalisation du nombre de paires du catalogue *random* est plus complexe que pour l'estimateur $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{PH}}(<r)$; en particulier, cet effet ne s'annule plus dans le calcul de $D_2(r)$.

Notre analyse d'homogénéité va donc se dérouler en deux temps. La première étape consiste à établir l'homogénéité en s'assurant que l'estimateur $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{PH}}(<r)$ atteigne une valeur constante, et que $\widehat{D}_2^{\mathrm{PH}}(r)$ tende vers 3. Une fois l'hypothèse d'homogénéité confirmée, nous pouvons définir une densité de matière moyenne $\bar{\rho}$, et il est alors permis d'utiliser l'estimateur $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(<r)$. Avec cet estimateur, nous pouvons améliorer la précision sur la mesure de $D_2(r)$ aux grandes échelles, et comparer nos résultats aux prédictions du modèle ΛCDM .

Le nombre de paires d'objets par intervalle fixé dr croît proportionnellement à r^2, jusqu'à atteindre les tailles caractéristiques des limites du relevé. À partir de ces échelles, le nombre de paires ne croît plus aussi rapidement avec la distance comme le montre la Figure 4.6. Puisque $\mathcal{N}(<r)$ est calculé à partir des rapports de nombre de paires, on gagne alors de moins en moins d'information lorsque r augmente. Nous choisissons donc de restreindre notre analyse à r_{max} = 1500 h^{-1}Mpc pour les deux relevés, et de s'affranchir du calcul des distances pour les paires d'objets séparées par $r > r_{max}$.

Comme pour le calcul de $\xi(r)$, il est important de prendre des précautions quant à la valeur de r à laquelle on estime nos différentes grandeurs. Pour des intervalles de largeur Δr et centrés en r_i :

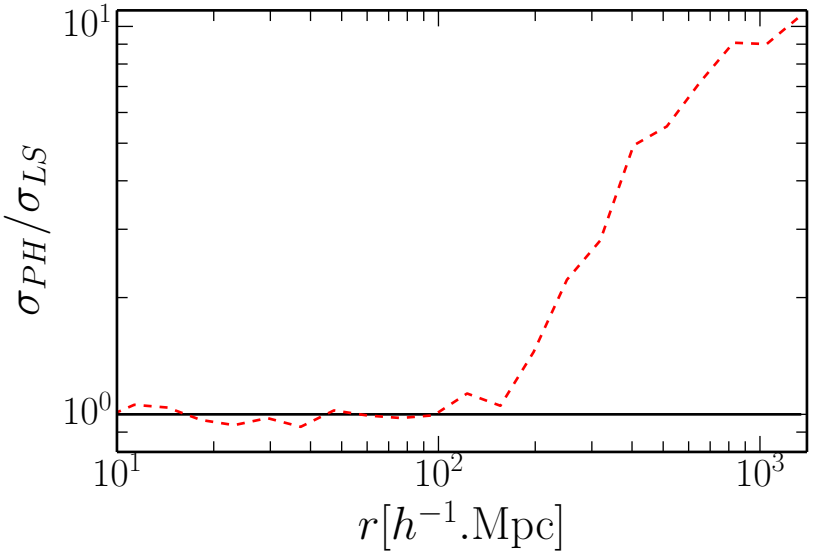


FIGURE 4.5 Rapport des erreurs entre $\widehat{D}_2^{\mathrm{PH}}(r)$ et $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r)$.

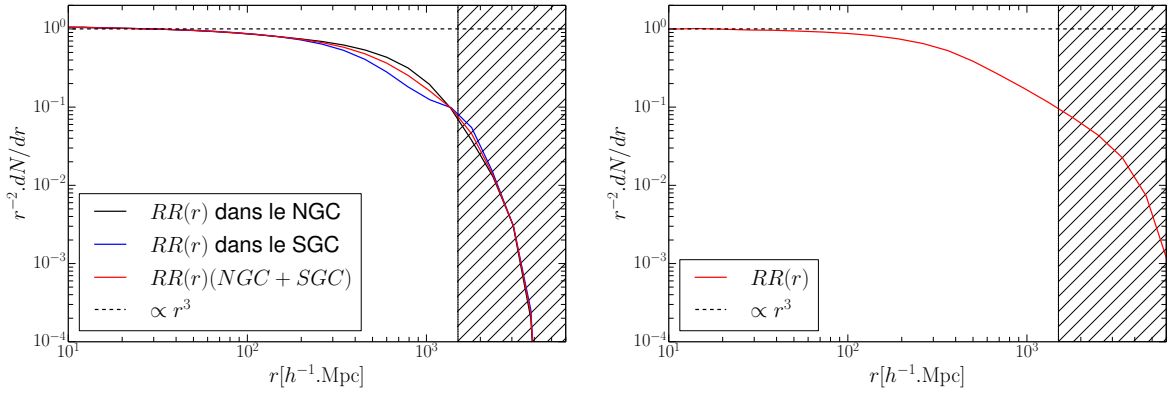


FIGURE 4.6 Évolution de la densité du nombre de paires $r^{-2}.dN/dr$ avec la distance pour les relevés eBOSS (en haut) et BOSS (en bas). Les paires sont calculées à partir des catalogues *random*, qui possèdent les mêmes propriétés géométriques que les relevés. Pour le relevé eBOSS, les résultats sont aussi montrés séparément pour le SGC et le NGC. Pour le SGC, on voit une diminution du nombre de paires autour de 500 h^{-1}Mpc, due à la séparation autour de $\delta = 10$.

— On estime $\mathcal{N}(< r)$ à la distance $r_i + \frac{\Delta r}{2}$, car il s'agit du nombre intégré de paires d'objets : on estime donc $\mathcal{N}(< r)$ jusqu'à la borne supérieure du bin considéré.

— Pour $D_2(r)$, on choisit ici de calculer la dérivée logarithmique entre deux bins adjacents en $\mathcal{N}(< r)$:

$$\widehat{D_2}(r) = \frac{\ln \widehat{\mathcal{N}}(< r_1) - \ln \widehat{\mathcal{N}}(< r_2)}{\ln r_1 - \ln r_2}\,, \tag{4.11}$$

où r_1, r_2 sont les bornes supérieures de deux bins adjacents de $\widehat{\mathcal{N}}(< r)$. On estime alors $D_2(r)$ à la distance $\ln r = (\ln r_1 - \ln r_2)/2$, soit $r = \sqrt{(r_1 r_2)}$. Certaines analyses calculent $\widehat{D_2}(r)$ à partir de 3 intervalles adjacents de $\mathcal{N}(< r)$. Nous préférons nous restreindre à deux intervalles, car cela limite les corrélations en r pour l'observable $D_2(r)$.

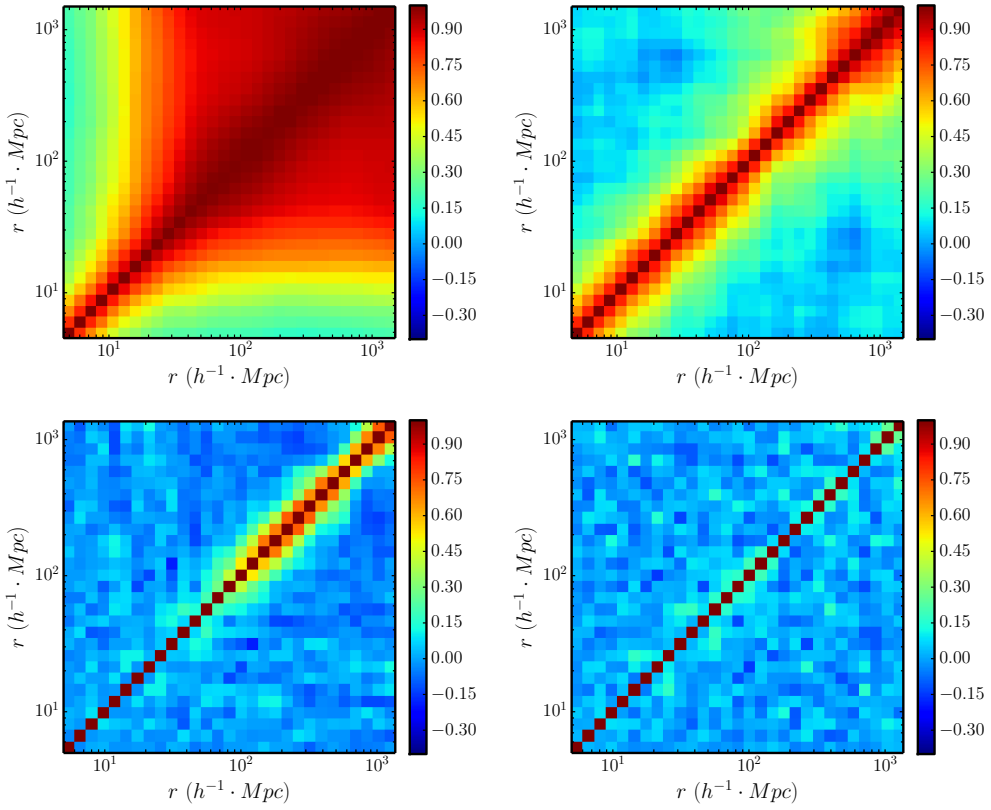


FIGURE 4.7 Matrices de corrélation pour $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{PH}}(<r)$ et $\widehat{D}_2^{\mathrm{PH}}(r)$ (en haut), et pour $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{LS}}(<r)$ et $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r)$ (en bas) pour le relevé eBOSS (NGC + SGC), après correction des effets systématiques.

4.3 Erreurs statistiques et effets systématiques

4.3.1 Comparaison entre les observables et leurs estimateurs

Les matrices de covariance de $\mathcal{N}(<r)$ et $D_2(r)$ sont estimées de la même manière que pour $\xi(r)$, en utilisant la méthode des *bootstraps*. Les matrices de corrélation de $\mathcal{N}(<r)$ et $D_2(r)$ pour les relevés BOSS et eBOSS sont montrées sur les Figures 4.7 et 4.8. Nous constatons que les éléments diagonaux des matrices de corrélation sont bien plus importants avec l'estimateur de Peebles-Hauser qu'avec celui de Landy-Szalay. Comme attendu, l'observable $D_2(r)$ est nettement moins corrélée que $\mathcal{N}(<r)$, la matrice étant même presque diagonale pour $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r)$.

Lorsque nous générons une réalisation de *bootstraps*, nous la normalisons par rapport au nombre total de traceurs du relevé. Or, puisqu'une réalisation est obtenue par une combinaison aléatoire de cellules avec remise, le rapport du nombre de paires de quasar sur le rapport du nombre de paires d'objets *randoms* peut-être légèrement différent de celui du «vrai» relevé. Si nous normalisons toutes les réalisations par le rapport de paires du relevé, nous introduisons une erreur de normalisation dans chacune de nos réalisations de *bootstraps*, qui se traduit par une augmentation des éléments non diagonaux de la matrice de covariance. Si nous normalisons

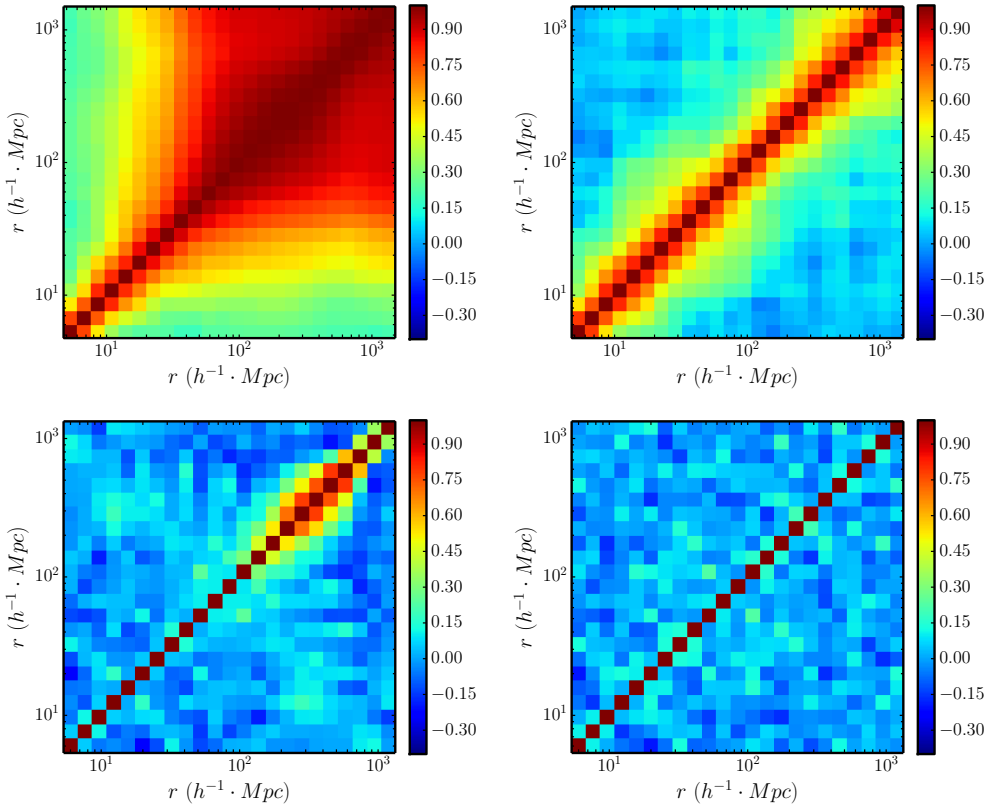


FIGURE 4.8 Mêmes matrices de corrélation pour le relevé BOSS que sur la Figure 4.7.

chaque réalisation en utilisant son véritable nombre de paires, cet effet disparaît fortement. La Figure 4.9 montre cette différence pour $\mathcal{N}(< r)$ pour l'échantillon BOSS. Notons que cet effet est particulièrement marqué pour $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{PH}}(< r)$.

4.3.2 Effets systématiques sur la mesure de $D_2(r)$

Nous traitons les effets systématiques liés aux inhomogénéités de la sélection de cible en appliquant aux quasars la coupure en magnitude apparente $i = 21,3$ (pour le relevé BOSS uniquement), ainsi que la pondération en fonction de la profondeur du relevé photométrique (voir section 3.3).

Par ailleurs, lorsque nous calculons $\mathcal{N}(< r)$, nous ne nous limitons pas uniquement aux sphères complètement contenues dans le relevé, mais nous employons le catalogue *randoms* pour utiliser toutes les paires de quasars du relevé. Pour s'assurer que l'utilisation d'un catalogue homogène ne biaise pas notre mesure, nous testons notre analyse avec des distributions mono-fractales ($D_2(r) = Cste$) simulées avec D_2 plus petit que 3.

La première étape de ce test consiste à générer les distributions mono-fractales Nous utilisons ici la méthode proposée par Castagnoli & Provenzale ([111]). Nous commençons par créer un cube de côté $L = 10\,h^{-1}$Gpc, centré sur l'observateur, et dans lequel le relevé BOSS est totalement

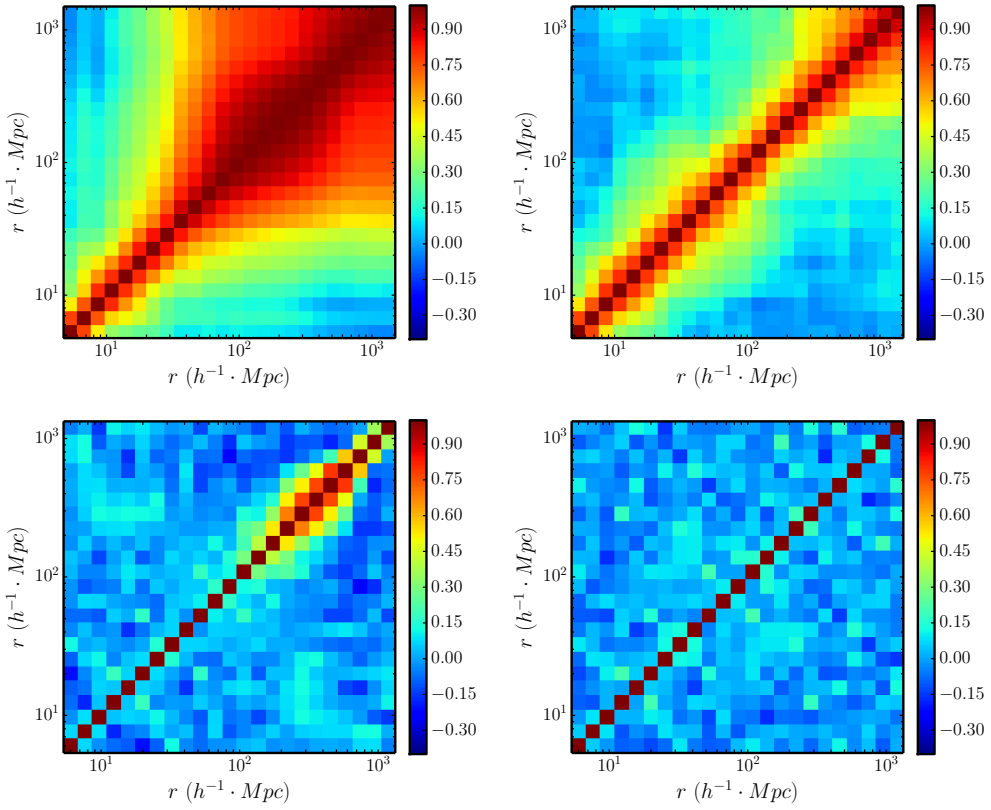


FIGURE 4.9 Mêmes matrices de corrélation pour le relevé BOSS que sur la Figure 4.7, mais cette fois-ci avec une normalisation du nombre de paires ajustée pour chaque réalisation.

inclus. Nous divisons ensuite ce cube en $M = 8$ sous-cubes de côté L/m (où $M = m^3$, donc $m = 2$). Chaque sous-cube se voit attribuer une probabilité de survie p. Nous répétons cette procédure dans chaque sous-cube ayant survécu à l'étape précédente. Si nous réalisons un nombre infini d'itérations, nous obtenons une distribution mono-fractale, qui possède la même valeur de D_2 à toutes les échelles :

$$D_2 = \frac{\log pM}{\log m} = 3 + \frac{\log p}{\log 2}\,, \tag{4.12}$$

Si $p = 1$, on retrouve $D_2 = 3$. Si $p \lesssim 1$, on obtient $D_2 \lesssim 3$.

La seconde étape consiste à générer les positions des points de la distribution finale dans les sous-cubes survivants. Nous tirons dans chaque sous-cube un nombre de points selon une loi de Poisson, de moyenne λ. La position de chaque objet est ensuite choisie aléatoirement dans le sous-cube. Cette étape nous permet à la fois d'adapter le nombre d'objets de la simulation au nombre d'objets du relevé (en prenant une valeur de λ plus petite que 1), et d'éviter d'introduire une trop grande régularité aux petites échelles. Si l'on avait placé les points de la distribution au centre de chaque sous-cube, nous aurions introduit une régularité qui aurait biaisé la valeur de $D_2(r)$ mesurée.

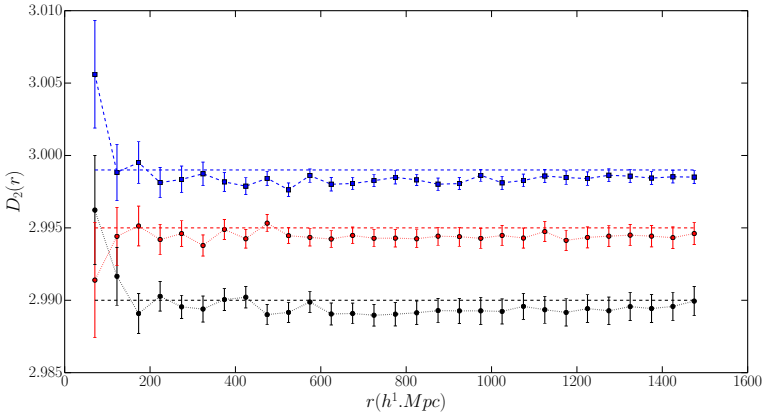


FIGURE 4.10 Valeurs de $D_2(r)$ moyennes obtenues pour les simulations brutes (c'est-à-dire, sans appliquer la géométrie du relevé.), pour D_2 =2,99, 2,995, et 2,999 (soit p = 0,9931, 0,9965, 0,9993). L'erreur correspond à l'écart type entre les 200 simulations.

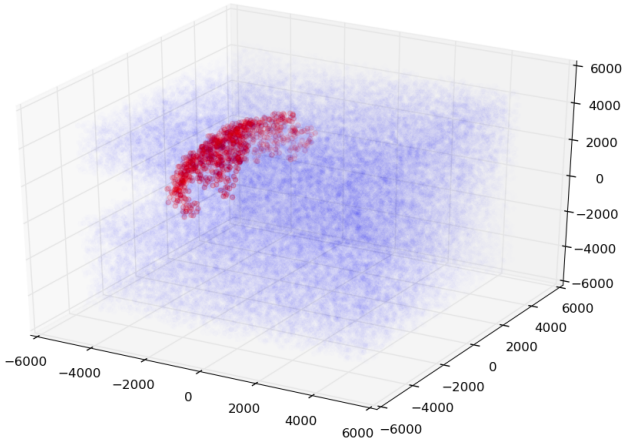


FIGURE 4.11 Exemple de simulation de distribution mono-fractale, avec $D_2 = 2,995$. Les points bleus représentent l'ensemble des points simulés, les points rouges représentent les points situés dans la fenêtre d'observation du NGC BOSS. Les distances sont données en h^{-1}Mpc.

La formule de l'équation 4.12 est vraie pour un nombre infini d'itérations. Toutefois, les ressources informatiques à notre disposition ne nous permettent pas d'excéder $k = 11$. Pour tester la fiabilité de notre méthode de simulation malgré cette limitation, nous générons des groupes de 200 simulations pour une valeur de D_2 donnée. Nous calculons ensuite le $D_2(r)$ moyen des 200 simulations, en ne prenant en compte que les objets pour lesquels la sphère de comptage est intégralement comprise dans le cube initial. Les résultats obtenus pour différentes valeurs de D_2 sont montrés sur la Figure 4.10. La valeur moyenne est légèrement plus faible que la valeur attendue, mais est constante. Pour $k = 11$, la dernière itération de nos simulations crée des cubes de taille $10000/2^{11} \simeq 5\,h^{-1}$Mpc. Puisque le plateau pour $D_2(r)$ est atteint autour de 200 h^{-1}Mpc, ce nombre d'itérations est suffisant pour cette analyse.

Nous convertissons les positions des points en coordonnées sphériques, puis en coordonnées

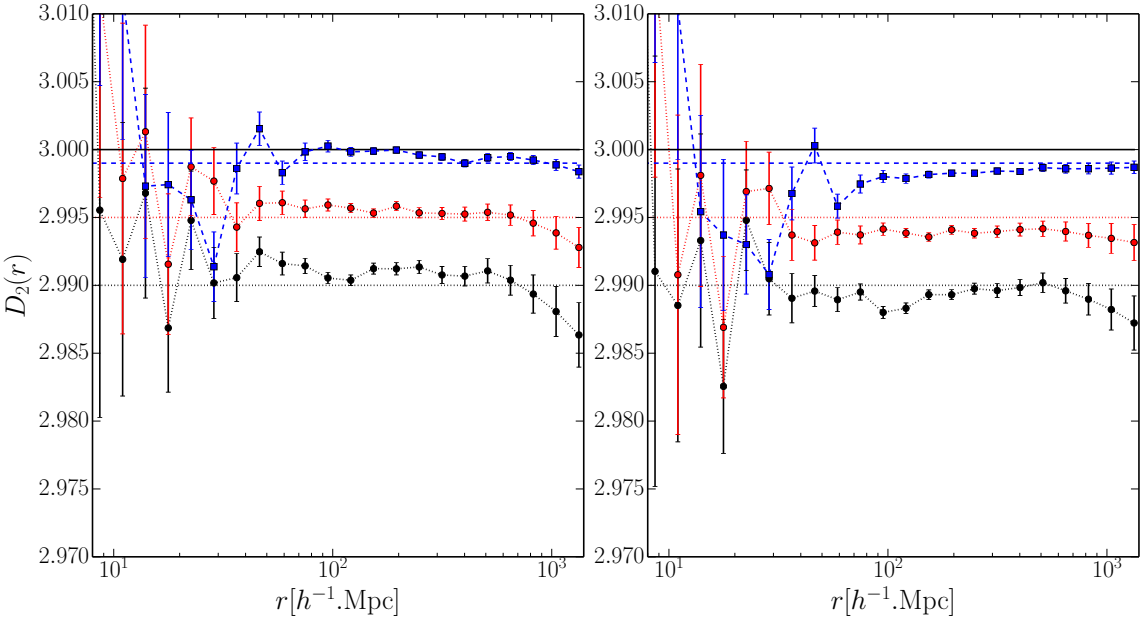


FIGURE 4.12 Valeur moyenne de D_2 reconstruite avec l'estimateur $\widehat{D}_2^{\mathrm{PH}}(r)$ (à gauche) et $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r)$ (à droite) pour 200 simulations après analyse. Les erreurs sont obtenues à partir de la déviation standard des 200 simulations. Les courbes pointillées correspondent à la valeur de D_2 initialement simulée.

observationnelles (α, δ et z). Nous appliquons ensuite à la distribution la géométrie et les masques angulaires du relevé BOSS, sa *completeness* et sa distribution en *redshift* $n(z)$ (voir Figure 4.11). Nous adaptons ensuite le nombre d'objets simulés à la statistique du relevé, puis nous générons un nouveau catalogue *random*, avec le même $n(z)$ que le catalogue simulé. Cette opération est répétée pour chacune des 200 simulations et pour chaque valeur de D_2. Nous calculons enfin $D_2(r)$ avec nos deux estimateurs. Les résultats obtenus pour D_2 =2,99, 2,995, et 2,999 sont montrés sur la Figure 4.12. Pour l'estimateur PH, la valeur moyenne des 200 simulations est légèrement plus élevée que la valeur simulée. Pour l'estimateur LS, elle est légèrement plus faible que la valeur attendue, mais en accord avec la valeur de la simulation brute de la Figure 4.10.

La Figure 4.13 montre les valeurs $D_2(r)$ pour chaque simulation, simulées avec $D_2 = 2,995$. On note que la majeure partie des simulations tendent vers $D_2 = 3$, et que quelques unes ont des valeurs de D_2 beaucoup plus faible que la valeur simulée D_2 : en moyenne, nous retrouvons $D_2 = 2,995$. Notre technique de simulation permet de créer une distribution avec une dimension de corrélation D_2 sur l'ensemble de la distribution, alors que nous reconstruisons $D_2(r)$ dans la fenêtre d'observation de notre relevé. Lorsque la fenêtre d'observation se situe à l'endroit où un cube de grande taille n'a pas survécu, nous reconstruisons une valeur de D_2 plus faible que la valeur simulée. Inversement, si l'on restreint l'échantillon à une zone ou aucun cube de grande taille n'a été supprimé, on obtient une valeur de D_2 très proche de 3. La probabilité de survie des cubes étant très élevée pour des distributions mono-fractales avec D_2 proche de 3, ce cas de figure est nettement plus probable, ce qui explique le nombre important de simulations pour lesquelles $D_2 = 3$.

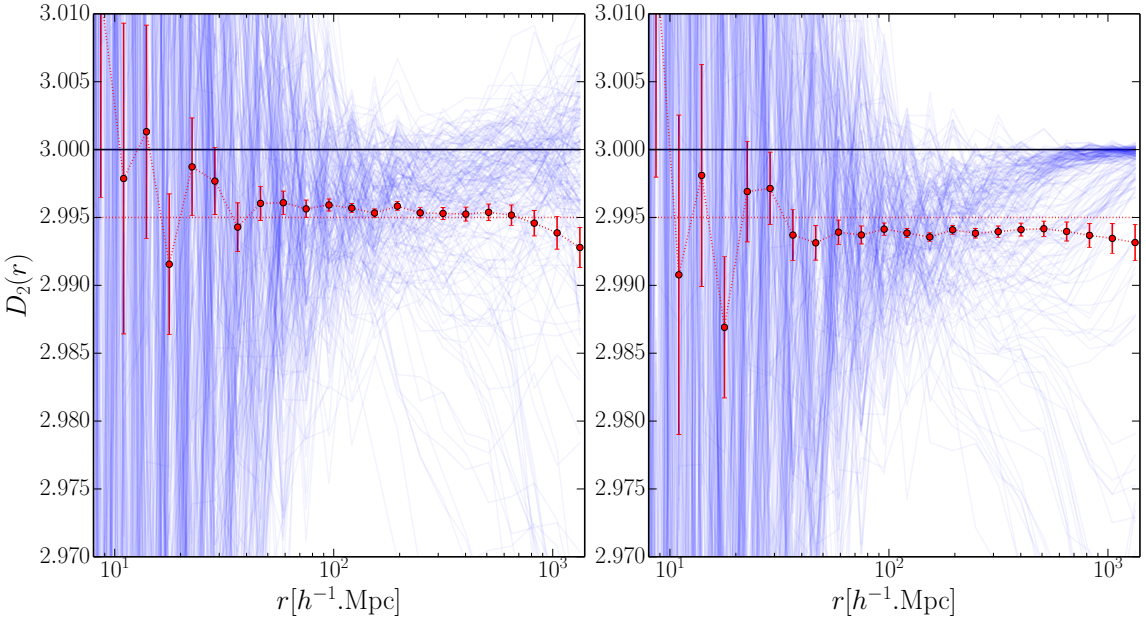


FIGURE 4.13 Ensemble des mesures de $\widehat{D}_2^{\mathrm{PH}}(r)$ et $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r)$ pour chacune des 200 simulations, toutes simulées avec $D_2 = 2,995$.

4.4 Résultats

4.4.1 Prédiction théorique de $\mathcal{N}(< r)$ et $D_2(r)$

Pour pouvoir comparer nos résultats au modèle ΛCDM, nous utilisons le modèle non-linéaire décrit dans la section 3.4.1, qui était en très bon accord avec nos mesures de $\xi(r)$ pour BOSS et eBOSS. Nous convertissons $\xi(r)$ en $\mathcal{N}(< r)$ à partir de l'équation suivante :

$$\mathcal{N}(< r) = \frac{\int_0^r (1 + \xi(s)) s^2 \, \mathrm{d}s}{r^3/3} \,. \tag{4.13}$$

La dimension de corrélation fractale $D_2(r)$ est ensuite obtenue à partir de l'équation 4.7.

Comme pour la mesure de $\xi(r)$, les observables $\mathcal{N}(< r)$ et $D_2(r)$ sont mesurées pour la distribution des quasars, avec un certain *biais* b_Q : nous avons déjà mesuré ce biais dans la section 3.4.2 pour les relevés BOSS et eBOSS. Nous obtenons $\mathcal{N}(< r)$ pour la distribution de la matière avec :

$$\mathcal{N}(< r) - 1 = \frac{\mathcal{N}_Q(< r) - 1}{b_Q^2} \,. \tag{4.14}$$

Après avoir corrigé $\mathcal{N}(< r)$ du *biais*, nous obtenons $D_2(r)$ en utilisant l'équation 4.7. Dans la limite où $|D_2(r) - 3| \ll 1$, nous obtenons :

$$D_2(r) - 3 \simeq \frac{D_2(r) - 3}{b_Q^2} \,. \tag{4.15}$$

Nous avons vu précédemment que le rapport d'amplitude entre la fonction de corrélation de la matière et celle d'un traceur était amplifié par l'effet des distorsions dans l'espace des *redshifts*. Lorsque nous corrigeons nos observables pour étudier la distribution de matière, nous devons également prendre en compte cet effet. C'est pourquoi nous corrigerons par la suite nos données en utilisant le *biais* effectif b_{eff}, qui prend en compte l'effet des RSDs linéaires (voir équation 3.10).

4.4.2 Vérification de l'hypothèse d'homogénéité

Notre premier objectif est de montrer que l'univers est homogène en utilisant les estimateurs $\widehat{\mathcal{N}}^{\text{PH}}(< r)$ et $\widehat{D}_2^{\text{PH}}(r)$ et en restant le plus conservatif possible. Pour vérifier l'hypothèse d'homogénéité, nous choisissons de ne pas appliquer de pondération pour corriger les effets systématiques. En effet, cette pondération vise à rendre constante la densité de quasars observés, et peut biaiser notre mesure vers l'homogénéité.

L'utilisation de masques et de la coupure en magnitude apparente est aussi motivée par le souhait d'obtenir une sélection de cibles homogène. Toutefois, contrairement à la correction par pondération, les zones masquées et la coupure en magnitude apparente ne sont pas déterminées à partir de la densité de quasars observés. Nous les appliquons donc aux échantillons de quasars utilisés pour cette analyse. Les points verts de la Figure 4.14 montrent les résultats obtenus pour les estimateurs $\widehat{\mathcal{N}}^{\text{PH}}(< r)$ et $\widehat{D}_2^{\text{PH}}(r)$. Les points noirs montrent les résultats obtenus sans appliquer de masque ni de coupure en magnitude. Les résultats des deux échantillons de données sont similaires. On obtient dans les deux cas $\widehat{\mathcal{N}}^{\text{PH}}(< r) = Cste$ et $\widehat{D}_2^{\text{PH}}(r) = 3$ aux grandes échelles, ce qui prouve la robustesse de notre mesure.

Pour les deux relevés, on constate deux régimes différents pour $\widehat{\mathcal{N}}^{\text{PH}}(< r)$ suivant les échelles considérées. À petite échelle, $\widehat{\mathcal{N}}^{\text{PH}}(< r)$ est compatible avec une loi de puissance, $\widehat{\mathcal{N}}^{\text{PH}}(< r) \propto r^{-\gamma}$. Si nous ajustons une telle loi entre 5 et 26 h^{-1}Mpc, nous mesurons $\gamma = 0,62 \pm 0,03$ pour le relevé BOSS et $\gamma = 0,49 \pm 0,01$ pour le relevé eBOSS, ce qui équivaut à $D_2(r) = 2,38 \pm 0,03$ et $D_2(r) = 2,51 \pm 0,01$. À petite échelle, nos résultats sont donc quantitativement en accord avec les premières mesures historiques de $D_2(r)$ (voir section 4.1.4). Quand r augmente, le comportement de $\widehat{\mathcal{N}}^{\text{PH}}(< r)$ est différent : pour des échelles supérieurs à la centaine de h^{-1}Mpc, $\widehat{\mathcal{N}}^{\text{PH}}(< r)$ devient constant. Nous observons clairement une transition vers un régime d'homogénéité avec cet estimateur. Toutefois, nous avons vu dans la section 4.3.1 que $\widehat{\mathcal{N}}^{\text{PH}}(< r)$ était très corrélé, en particulier aux grandes échelles. C'est pourquoi nous préférons nous reposer sur la mesure de $\widehat{D}_2^{\text{PH}}(r)$, beaucoup moins corrélé que $\widehat{\mathcal{N}}^{\text{PH}}(< r)$, pour établir l'homogénéité de la distribution de quasars.

Pour l'estimateur $\widehat{D}_2^{\text{PH}}(r)$, nous observons également une transition progressive vers un régime d'homogénéité à grande échelle, pour les deux relevés BOSS et eBOSS. Entre 250 h^{-1}Mpc et 1200 h^{-1}Mpc, nous mesurons $3 - \langle \widehat{D}_2^{\text{PH}}(r) \rangle = (0,2 \pm 2,6) \times 10^{-3} (1\sigma)$ pour le relevé BOSS, et $3 - \langle \widehat{D}_2^{\text{PH}}(r) \rangle = (1,5 \pm 1,6) \times 10^{-3} (1\sigma)$ pour le relevé eBOSS.

Ces résultats sont obtenus pour la distribution de quasars. Pour obtenir une mesure de $\widehat{\mathcal{N}}^{\text{PH}}(< r)$ et $\widehat{D}_2^{\text{PH}}(r)$ pour la distribution de matière, nous devons corriger les observables du *biais* effectif des quasars b_{eff}. Cependant, dans la section 3.4.2, b_{eff} est mesuré en ajustant la fonction de corrélation des quasars sur le modèle ΛCDM : notre mesure du *biais* dépend donc de l'hypothèse d'homogénéité. Les analyses de lentillage faible (*weak lensing* en anglais) permettent de mesurer directement la distribution de matière, et montre que l'amplitude de la fonction de corrélation de la matière est au moins la moitié de celle prédite par le modèle ΛCDM [112]. Si l'on combine

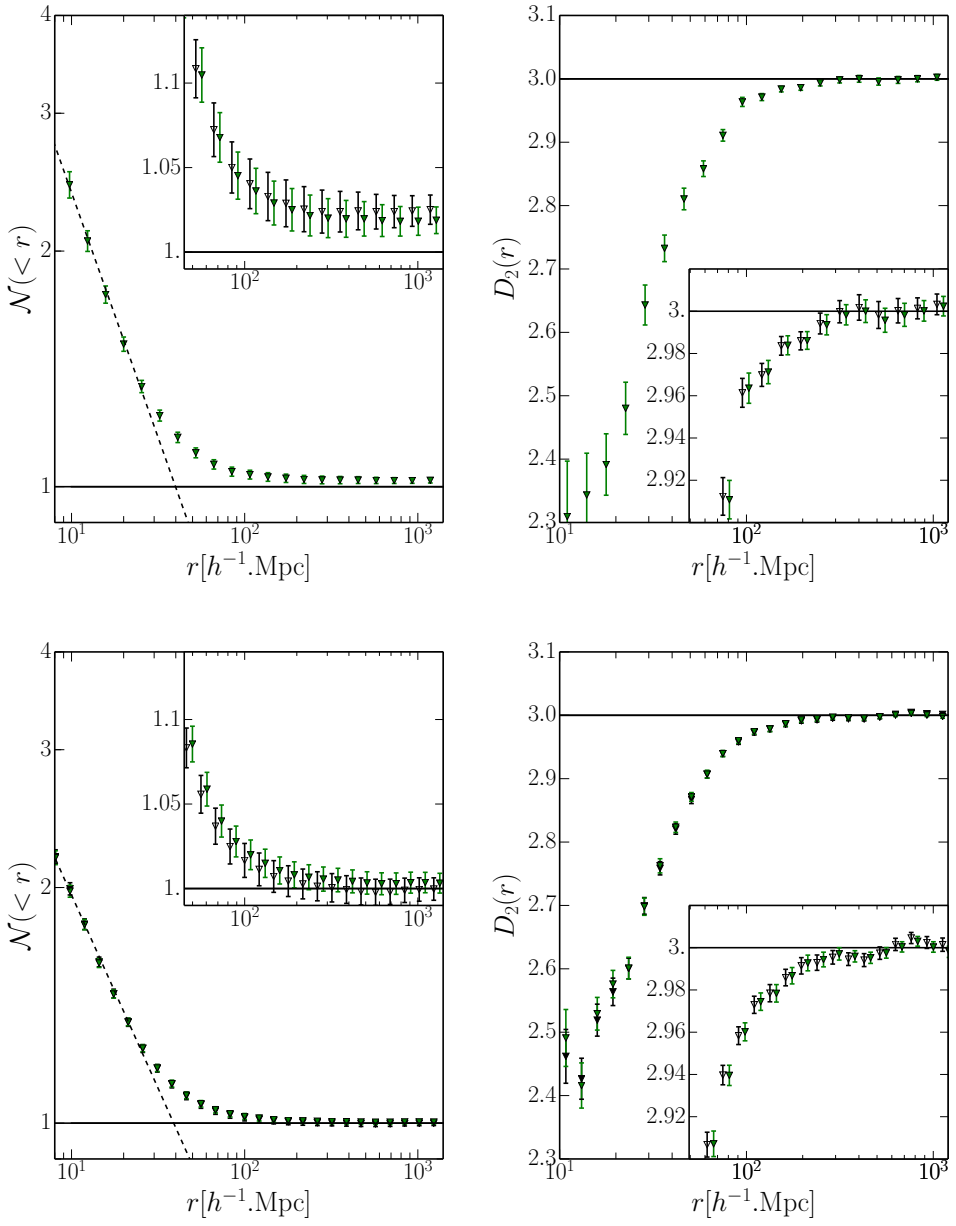


FIGURE 4.14 Mesures de $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{PH}}(< r)$ et $\widehat{D}_2^{\mathrm{PH}}(r)$ pour les quasars du relevé BOSS (en haut), et eBOSS (en bas). Les points noirs sont obtenus en retirant les masques, et les triangles verts avec masques et coupure en magnitude apparente (pour BOSS). La ligne pointillée correspond à l'ajustement d'une loi de puissance entre 5 et 26 h^{-1}Mpc (pour les triangles verts). On constate que $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{PH}}(< r)$ est constant, et $\widehat{D}_2^{\mathrm{PH}}(r) = 3$ comme attendu pour un univers statistiquement homogène.

les résultats du lentillage faible à ceux des structures à grande échelle, on obtient $\sigma_8 = 0,79 \pm 0,07\,(1\sigma)$ dans la gamme $0,15 < z < 0,7$ [113]. Il est donc raisonnable de considérer que l'amplitude de $\xi(r)$ pour la matière ne doit pas être radicalement différente pour $0,9 < z < 3,5$, et que le *biais* des quasars doit être significativement plus grand que 1. La contrainte sur la mesure de $3 - \langle \widehat{D}_2^{\mathrm{PH}}(r) \rangle$ doit donc être plus forte pour la distribution de matière que pour celle des quasars. Nous pouvons donc conclure que la distribution de matière est homogène entre 250 h^{-1}Mpc et 1200 h^{-1}Mpc.

4.4.3 Quantifier l'homogénéité et mesure de $D_2(r)$

L'estimateur $\widehat{D}_2^{\mathrm{PH}}(r)$ montre clairement que notre univers est homogène pour des échelles comprises entre 250 h^{-1}Mpc et 1200 h^{-1}Mpc. Nous pouvons donc maintenant nous intéresser aux estimateurs $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{LS}}(< r)$ et $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r)$ pour quantifier le degré d'homogénéité de la distribution de matière. Nous appliquons cette fois-ci la pondération pour corriger les effets systématiques. Nous utilisons les valeurs de *biais* effectif mesurées dans la section 3.4 pour convertir les observables de la distribution de quasars à celle de la matière. La Figure 4.15 montre les mesures de $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{LS}}(< r)$ et $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r)$ pour BOSS et eBOSS, corrigées du *biais*.

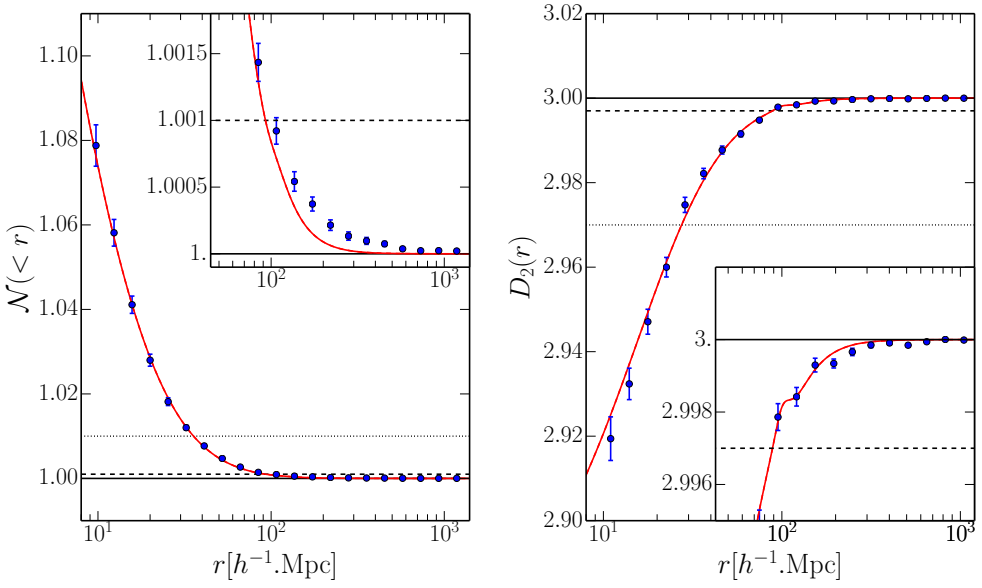
Comme pour l'estimateur de Peebles-Hauser, la transition d'une loi de puissance vers un régime d'homogénéité est nettement visible. Le modèle ΛCDM non-linéaire de la section 3.4.1 reproduit de manière satisfaisante les données du relevé BOSS pour $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r)$ ($\chi^2 = 20,2$ pour 17 degrés de liberté). Pour $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{LS}}(< r)$, on constate que de nombreux points sont significativement en désaccord avec le modèle. Toutefois, $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{LS}}(< r)$ est un estimateur très corrélé à grande échelle : en prenant en compte la matrice de covariance, le χ^2 de l'ajustement vaut 25,3 (pour 18 degrés de liberté). Pour le relevé eBOSS, le degré d'accord avec le modèle est moins bon : pour $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{LS}}(< r)$ avec l'ensemble de la matrice de covariance, on obtient $\chi^2 = 60,2$ pour 21 degrés de liberté, et pour $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r)$, on obtient $\chi^2 = 40,5$ pour 22 degrés de liberté.

La Figure 4.16 montre un agrandissement de $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{LS}}(< r)$ et $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(< r) - 3$ pour la matière, aux grandes échelles. Les points bleus correspondent aux données corrigées, les points verts aux données sans correction des effets systématiques. Comme attendu, la correction des effets systématiques rapproche $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(< r)$ de 3. Pour les quasars, nous mesurons $3 - \langle \widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r) \rangle = (6,8 \pm 3,7) \times 10^{-4} (1\sigma)$ pour le relevé BOSS, et $3 - \langle \widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r) \rangle = (4,6 \pm 1,6) \times 10^{-4} (1\sigma)$ pour le relevé eBOSS. Si l'on corrige ces deux mesures du *biais* effectif, on obtient $3 - \langle \widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r) \rangle = (3,9 \pm 2,1) \times 10^{-5} (1\sigma)$ pour le relevé BOSS, et $3 - \langle \widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r) \rangle = (6,0 \pm 2,1) \times 10^{-5} (1\sigma)$ pour le relevé eBOSS. L'estimateur $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(< r) - 3$ est donc en accord à 2σ avec un univers homogène pour le relevé BOSS, en accord à 3σ pour le relevé BOSS. Il permet également de fortement contraindre la valeur de $3 - D_2(r)$ pour la distribution de quasar et de la matière.

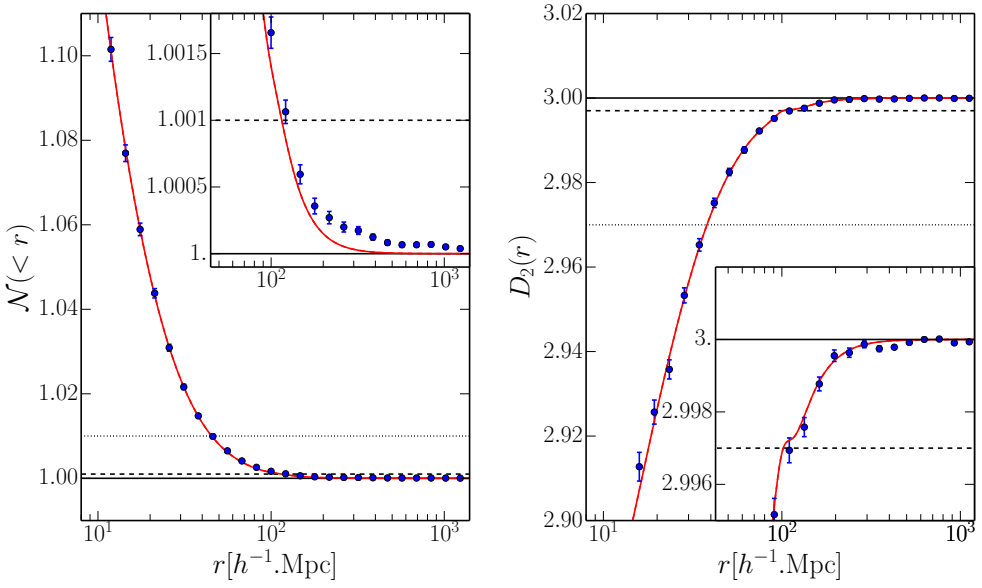
L'écart de $\langle \widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r) \rangle$ par rapport à 3 pour l'échantillon eBOSS peut sembler significatif, il peut s'expliquer par la présence d'effets systématiques résiduels. La Figure 4.18 montre la mesure de $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(< r) - 3$ pour le NGC et le SGC : on mesure alors $3 - \langle \widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r) \rangle = (2,3 \pm 1,7) \times 10^{-5} (1\sigma)$ pour le NGC, et $3 - \langle \widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r) \rangle = (12,2 \pm 2,7) \times 10^{-5} (1\sigma)$ pour le SGC. Le NGC d'eBOSS, moins sensible aux effets systématiques, et en excellent accord avec l'homogénéité.

4.4.4 Comparaison avec d'autres analyses d'homogénéité cosmique

Dans la section 4.1.4, nous mentionnons certaines études qui ne concluent pas que notre univers est homogène aux grandes échelles. En particulier, nous nous intéressons à l'étude de Sylos Labini,



(A) BOSS, estimateurs $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{LS}}(< r)$ et $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r)$



(B) eBOSS, estimateurs $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{LS}}(< r)$ et $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r)$

FIGURE 4.15 Mesures de $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{LS}}(< r)$ et $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r)$ pour la matière pour le relevé BOSS (en haut), et eBOSS (en bas). Les points sont corrigés du biais effectif (4.4.1). La courbe rouge correspond est obtenue à partir du modèle ΛCDM non-linéaire décrit dans la section 3.4.1. Les lignes pointillées correspondent aux valeurs de $\mathcal{N}(< r)$ et $D_2(r)$ à 1 % de l'homogénéité, et les lignes tiretées à 1 ‰. L'effet du pic BAO sur est visible autour de 100 h^{-1}Mpc sur l'agrandissement de $D_2(r)$.

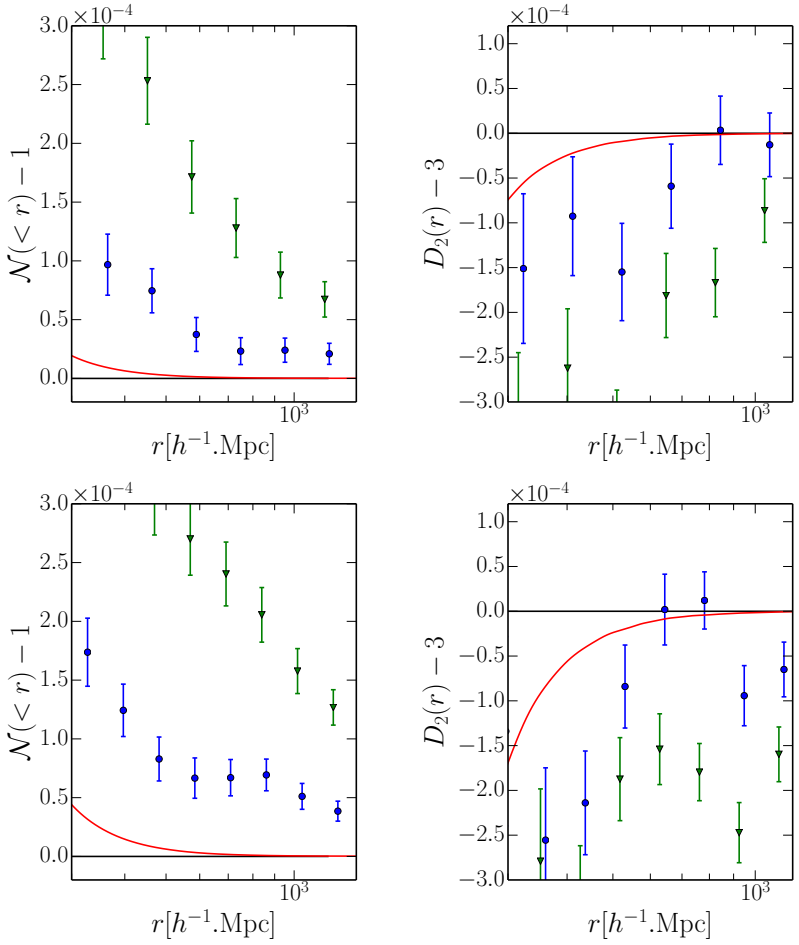


FIGURE 4.16 Agrandissement aux grandes échelles de la Figure 4.15. Les points verts correspondent aux données sans correction des effets systématiques.

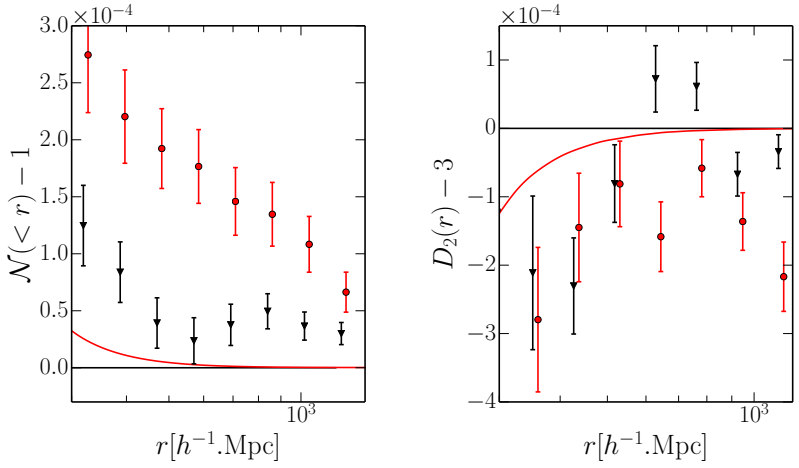


FIGURE 4.17 Mesures de $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{LS}}(<r)$ et $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r)$ pour la matière pour le NGC d'eBOSS (en noir) et le SGC d'eBOSS (en rouge).

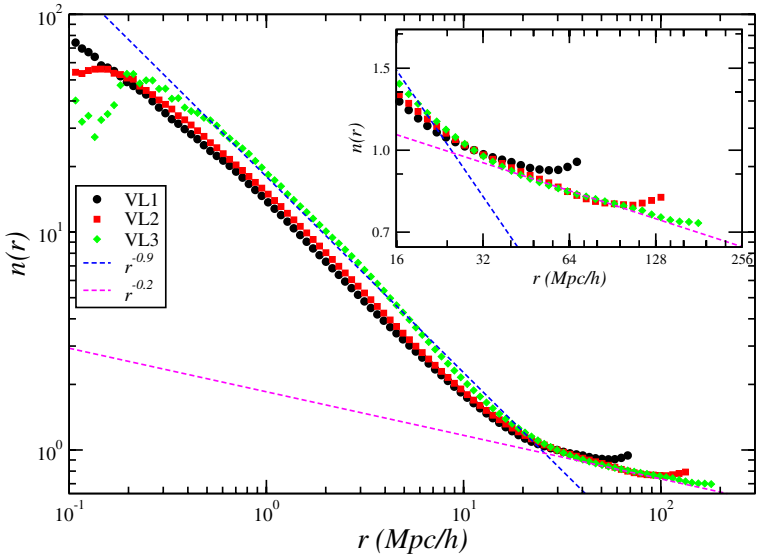


FIGURE 4.18 Mesures de $N(< r)$ pour les différents échantillons de galaxies SDSS [106].

qui réalise une mesure de $\mathcal{N}(< r)$ et $D_2(r)$ avec l'échantillon de galaxies DR7 (voir Figure 4.18). Pour une plage de distances de $5 < r < 20\,h^{-1}$Mpc, cette analyse obtient une loi de puissance avec $\gamma = 0,88 \pm 0,05$, qui correspond à $D_2 = 2,12 \pm 0,05$. Pour $30 < r < 150h^{-1}$Mpc, la loi de puissance ajustée donne $\gamma = 0,20 \pm 0,05$, soit $D_2 = 2,80 \pm 0,05$, mais l'accord entre la loi de puissance et les données n'est pas parfait. Si nous ajustons une loi de puissance à nos données dans la même plage de distance, nous obtenons $\gamma = 0,11 \pm 0,01$ pour eBOSS et $\gamma = 0,08 \pm 0,01$ pour BOSS. Nos résultats sont donc qualitativement en accord : pour $30 < r < 150h^{-1}$ Mpc, les distributions de galaxies et de quasars ne sont pas homogènes. La Figure 4.14 montre en effet que l'univers ne devient statistiquement homogène qu'à partir de distances plus importantes, inaccessibles avec l'échantillon de galaxies DR7.

Dans l'article de Scrimgeour et al. [103], le degré d'homogénéité cosmique est quantifié par la mesure du rayon d'homogénéité R_H, défini comme la valeur de r pour laquelle les mesures de $\mathcal{N}(< r)$ et $D_2(r)$ atteignent les valeurs d'une distribution homogène à 1 % près, autrement dit, $\mathcal{N}(< r) = 1,01$ et $D_2(r) = 2,97$. Elles sont représentées par les lignes pointillées noires sur la Figure 4.15. Le rayon d'homogénéité est aussi défini aux valeurs de $\mathcal{N}(< r)$ et $D_2(r)$ à 1 ‰ (lignes tirretées noires sur la Figure 4.15). À partir de nos résultats, nous pouvons mesurer R_H en ajustant un polynôme sur nos données autour de la transition et en mesurant la valeur de r pour laquelle ce polynôme croise la valeur à 1 % ou 1 ‰. La Table 4.1 montre que nos résultats sont en très bon accord avec les prévisions du modèle ΛCDM . Comme attendu, la valeur de R_H du ΛCDM diminue avec le *redshift*, car plus z est grand, moins l'univers est structuré : le régime d'homogénéité est donc atteint plus tôt.

Toutefois, la mesure de R_H à 1 % est dégénérée avec la mesure du *biais*. En effet, ces deux quantités sont mesurées à partir des mêmes échelles, de l'ordre de la dizaine de h^{-1}Mpc, et sont sensibles à l'amplitude de $\xi(r)$ et son intégrale $\mathcal{N}(< r)$, mesurées pour les quasars. Un éventuel désaccord concernant R_H entre le modèle ΛCDM et notre mesure serait alors absorbé par l'ajustement du *biais*. Ce problème est moins important pour R_H défini à 1 ‰, car le *biais* est moins sensible aux valeurs de $\xi(r)$ à grande échelle : l'accord entre le modèle ΛCDM et notre mesure revient à montrer que le modèle décrit convenablement la transition à 1 ‰ de l'homogénéité.

	1 %		1 ‰	
	$\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{LS}}(<r)$	$\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r)$	$\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{LS}}(<r)$	$\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r)$
BOSS	$35,2 \pm 1,1$	$26,9 \pm 1,0$	$100,5 \pm 9,0$	$88,2 \pm 3,6$
ΛCDM, $z = 2,4$	35,1	26,8	91,6	87,8
eBOSS	$45,1 \pm 0,70$	$37,6 \pm 0,6$	$125,3 \pm 6,0$	$111,6 \pm 8,3$
ΛCDM, $z = 1,55$	45,3	38,0	115,1	101,8

TABLE 4.1 Valeur de rayon d'homogénéité R_H à 1 % et 1 ‰ pour eBOSS et BOSS. Les valeurs obtenues pour le modèle ΛCDM à $z = 1,55$ et $z = 2,4$ sont également montrées.

4.5 Discussions

Pour mesurer nos différentes observables, nous utilisons un catalogue *random* dont la distribution en *redshift* est identique à celle des données. Si la densité de quasars varie dans une couche Δz, la distribution de *random* présentera la même variation : ces deux variations vont donc s'annuler lors du calcul de nos différents estimateurs. Cela signifie que nous sommes insensibles à toute variation de la densité de quasars avec le *redshift*. Nous ne montrons pas que $\rho = Cste$, mais seulement $\rho = \rho(z)$. Autrement dit, nous prouvons que la distribution de quasars est isotrope dans chaque couche en *redshift*, ce qui correspond à la définition de l'isotropie spatiale. Cet effet est rarement discuté dans les autres analyses d'homogénéité avec des relevés à 3 dimensions, qui sont également insensibles à des variations de densité le long de la ligne de visée. Ce problème vient du fait qu'il est impossible de différencier l'évolution d'un type de source avec le *redshift* d'une variation de la densité de matière noire [114]. Pour contourner ce problème, il faudrait être en mesure de prédire l'évolution du traceur considéré. Autrement dit, il faudrait prédire l'évolution de $\rho_{\mathrm{quasars}}/\rho_{\mathrm{mat}}$ en fonction du *redshift*.

Dans cette analyse, nous mesurons directement la densité de quasars observés en fonction de l'angle et du *redshift*, $\mathrm{d}N(\theta, \phi, z)/\,\mathrm{d}\Omega\,\mathrm{d}z$. Lorsque nous convertissons cette densité en coordonnées comobiles, nous lui appliquons un Jacobien $J(z) = H(z)/cD_A^2(z)$. Notre analyse, qui montre que la densité $\rho = J(z) \times \mathrm{d}N(\theta, \phi, z)/\,\mathrm{d}\Omega\,\mathrm{d}z$ est constante aux grandes échelles, implique donc que $\mathrm{d}N(\theta, \phi, z)/\,\mathrm{d}\Omega\,\mathrm{d}z$ ne dépend que de z. Nous pouvons donc conclure que nous prouvons l'isotropie spatiale de l'univers, indépendamment de n'importe quel modèle ou cosmologie fiducielle.

En combinant l'isotropie spatiale et le principe de Copernic, on peut prouver que l'univers est homogène. Nous vérifions ainsi le Principe Cosmologique, qui est l'un des postulats du modèle ΛCDM . D'autres modèles cherchent à s'affranchir du Principe de Copernic, afin d'expliquer le phénomène d'expansion accélérée de l'univers sans avoir besoin d'invoquer une constante cosmologique. Ces modèles supposent que notre univers est situé au centre d'un vide cosmique, c'est-à-dire une zone où la densité de matière est plus faible que la densité moyenne de l'univers. L'univers est isotrope autour de l'origine, et inhomogène le long de la ligne de visée donc $\rho = \rho(z)$. Il obéit alors à la métrique Lemaître-Tolman-Bondi (LTB) [1]. Tester le principe de Copernic est extrêmement difficile. Une méthode consiste à étudier les distorsions du spectre de corps noir du CMB [115, 116], qui peuvent apparaître si nous nous situons au milieu d'un large vide cosmique. Ce test du principe de Copernic, proposé par Caldwell et al. , est illustré et décrit dans la Figure 4.19. Les résultats de cette analyse permettent d'exclure un vide cosmique suffisamment grand pour rendre compte de l'accélération de l'expansion de l'univers.

1. Une image communément donnée pour décrire un univers avec métrique LTB est un univers en «pelures d'oignon».

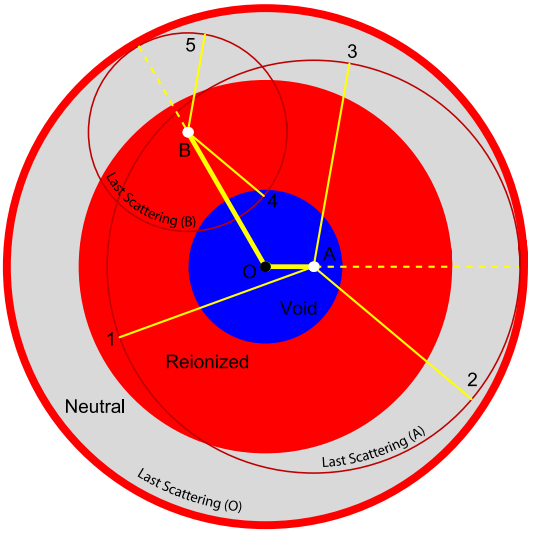


FIGURE 4.19 Illustration d'un test du principe de Copernic [116]. La matière dans les zones bleu et rouge et rouge est réionisée, les photons du CMB vont donc pouvoir interagir avec les électrons par effet Thomson. La zone bleue foncée correspond à un vide cosmique, situé autour de l'observateur O. Deux effets vont alors contribuer à distordre le spectre de corps noir du CMB. La matière située dans le vide a tendance à s'éloigner de l'observateur. Les photons issus de la surface de dernière diffusion observés depuis le point A (par exemple depuis les points 1,2 et 3) peuvent interagir dans ce vide par effet Thomson. Ils peuvent donc être réémis vers l'observateur O, et auront subi un décalage spectral par effet Doppler. La matière dans la zone rouge suit le flux de Hubble. Les photons réémis vers l'observateur O depuis le point B ne vont donc pas subir de décalage spectral par effet Doppler. En revanche, une partie des photons de la surface de dernière diffusion au point B sont originaires du vide cosmique : ceci va générer une anisotropie de température due à l'effet Sachs-Wolfe. Cet effet va également distordre le spectre de corps noir du CMB.

Notons qu'il est impossible d'observer l'univers en dehors de notre cône de lumière. Deux objets situés à deux *redshifts* différents sont aussi observés à des temps cosmiques différents. Nous n'avons aucun moyen d'avoir accès à la distribution à 3 dimensions de la matière à un temps cosmique fixé. Cela signifie qu'une mesure directe de l'homogénéité à partir d'un relevé à 3 dimensions est impossible. D'autres analyses permettent cependant d'étudier l'homogénéité à l'intérieur de notre cône de lumière. Un premier exemple est fourni par Hoyle et al. [117], qui utilise l'évolution du taux de formation d'étoiles des LRGs pour montrer que l'univers est homogène. Cette technique permet de sonder l'intérieur de notre cône de lumière, mais dépend fortement du modèle d'évolution de formation stellaire choisi. Une autre analyse, proposée par Zibin et Moss [118] utilise une combinaison de sondes secondaires du CMB (effet Sachs-Wolfe intégré, effet Sunyaev-Zel'dovich cinétique, effet Rees-Sciama et lentillage du CMB) pour tester l'homogénéité dans une gamme de *redshifts* plus élevés que la nôtre, entre la réionisation et la recombinaison.

Nous avons montré que notre analyse permettait de prouver l'isotropie spatiale, indépendamment du modèle cosmologique choisi. Nous pouvons adopter une approche différente, qui repose sur la définition d'une cosmologie fiducielle et sur la métrique FLRW. Cette approche permet alors de réaliser un test de cohérence avec le modèle ΛCDM. Nous montrons que la transition d'un régime structuré à un régime homogène est bien décrite par ce modèle, et que les prédictions du rayon d'homogénéité R_H sont compatibles avec les valeurs mesurées. De plus, l'utilisation des

estimateurs $\widehat{\mathcal{N}}^{\mathrm{LS}}(< r)$ et $\widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r)$ nous permet de contraindre l'écart à l'homogénéité de la distribution de matière de l'univers. Ces conclusions ne sont toutefois pas totalement indépendantes de l'hypothèse d'homogénéité.

Chapitre 5

Détection des oscillations acoustiques de baryons

5.1 Quelques considérations générales

5.1.1 Les observables

Pour mesurer $\xi(r)$ et la position du pic BAO, nous avons besoin de transformer les coordonnées observationnelles des quasars en coordonnées cartésiennes (en h^{-1}Mpc). Pour effectuer cette transformation, il est nécessaire de définir une cosmologie fiducielle, c'est-à-dire de fixer les paramètres cosmologiques du modèle ΛCDM . Fixer ces paramètres cosmologiques fixe également la position théorique du pic BAO dans la fonction de corrélation et celle des oscillations dans le spectre de puissance. La position du pic est alors ajustée, tandis que la forme de la fonction de corrélation sans pic BAO (nommée *broadband* en anglais) est reproduite à l'aide d'un modèle qui comporte généralement plusieurs paramètres de nuisance. Nous mesurons alors α, le rapport entre la position mesurée et la position théorique du pic BAO. Ce rapport se décline en $\alpha_{\parallel}$, $\alpha_{\perp}$ et α_{iso} [119].

Dans la direction transverse, l'échelle BAO est obtenue par la mesure de l'angle θ_{BAO} :

$$\theta_{BAO} = \frac{r_d}{D_M(z)}\,, \tag{5.1}$$

où $r_d = r_s(z_d)$ (voir équation 1.34). On définit alors $\alpha_{\perp}$, le rapport entre l'angle prédit par la cosmologie fiducielle θ_{BAO}^{fid} et l'angle mesuré :

$$\alpha_{\perp} = \frac{\theta_{BAO}^{fid}}{\theta_{BAO}} = \frac{D_M(z)/r_d}{D_M^{fid}(z)/r_d^{fid}}\,. \tag{5.2}$$

Le long de la ligne de visée, l'échelle BAO se caractérise par l'écart en *redshift* Δz_{BAO} :

$$\Delta z_{BAO} = r_d H(z) = \frac{r_d}{D_H(z)}\,, \tag{5.3}$$

où $D_H(z) = H(z)^{-1}$ est la distance de Hubble. On définit alors $\alpha_\parallel$, le rapport entre l'écart en *redshift* prédit par la cosmologie fiducielle Δz^{fid}_{BAO} et l'écart en *redshift* mesuré :

$$\alpha_\parallel = \frac{\Delta z^{fid}_{BAO}}{\Delta z_{BAO}} = \frac{D_H(z)/r_d}{D^{fid}_H(z)/r^{fid}_d} \,. \tag{5.4}$$

Quand la statistique du relevé est trop faible pour obtenir une mesure de $\alpha_\parallel$ et $\alpha_\perp$, il est préférable de réaliser une mesure isotrope de ce rapport en combinant les distances $D_H(z)$ et $D_M(z)$ pour former la distance $D_V(z)$:

$$D_V(z) = [zD_H(z)D^2_T(z)]^{1/3} \,. \tag{5.5}$$

Une mesure isotrope permet alors de contraindre le rapport α_{iso} :

$$\alpha_{iso} = \frac{D_V(z)/r_d}{D^{fid}_V(z)/r^{fid}_d} \,. \tag{5.6}$$

Il est donc possible de contraindre les paramètres cosmologiques à partir de leur influence sur les quantités $H(z)$, $D_M(z)$ et r_d à partir des équations de Friedmann et de l'équation 1.36. La mesure de la position du pic BAO est très robuste, car il est improbable qu'un effet systématique puisse générer un pic de corrélation. La plupart des effets systématiques seront absorbés par le *broadband*, et vont seulement élargir le pic et réduire la précision de la mesure. Cependant, la faiblesse de l'amplitude du pic nécessite un échantillon de données conséquent (voir section 5.1.2).

Du fait des effets non-linéaires, les positions des galaxies vont être déplacées par rapport à la prédiction du modèle linéaire : ces déplacements entraînent un élargissement du pic BAO. Les techniques de reconstruction permettent d'estimer le déplacement subit par chaque galaxie, et de la replacer à une position proche de celle qu'elle aurait en l'absence d'effet non-linéaire [120]. Cet effet est surtout important à petit z, et impacte peu la mesure du pic BAO pour les quasars BOSS et eBOSS.

5.1.2 L'état de l'art des mesures de BAO

La première détection de pic BAO a été réalisé en 2005 par Eisenstein et al. [34]. À partir de la mesure de la fonction de corrélation de 46 748 LRGs du relevé SDSS (sur 3816 deg^2 et dans la gamme $0,16 < z < 0,47$), il a été possible de mettre en évidence un pic de corrélation significatif autour de 100 h^{-1}Mpc, proche de la valeur à laquelle était attendu le pic BAO (voir Figure 5.1). La Figure 5.2 montre l'ensemble des mesures de BAOs actuelles. Les échantillons de LRGs LOWZ et CMASS du relevé BOSS [72] permettent d'obtenir les limites les plus précises sur la position du pic, grâce, entre autre, à l'utilisation de techniques de reconstruction. L'échantillon CMASS permet une mesure anisotrope du pic BAO ($D_H/r_s = 14,945 \pm 0,210$ et $D_M/r_s = 20,75 \pm 0,73$, à $z = 0,57$), alors que l'échantillon LOWZ, qui possède une statistique plus faible, ne permet qu'une mesure isotrope ($D_V/r_s = 8,467 \pm 0,167$, à $z = 0,32$). L'échantillon de galaxies 6dFGS [121] permet de mesurer la position du pic à un plus petit *redshift*, et possède une précision plus modeste que les échantillons sus-mentionnés ($D_V/r_s = 3,047 \pm 0,137$, à $z = 0,106$). Le relevé de galaxies WiggleZ mesure la position du pic dans une gamme en *redshift* similaire à

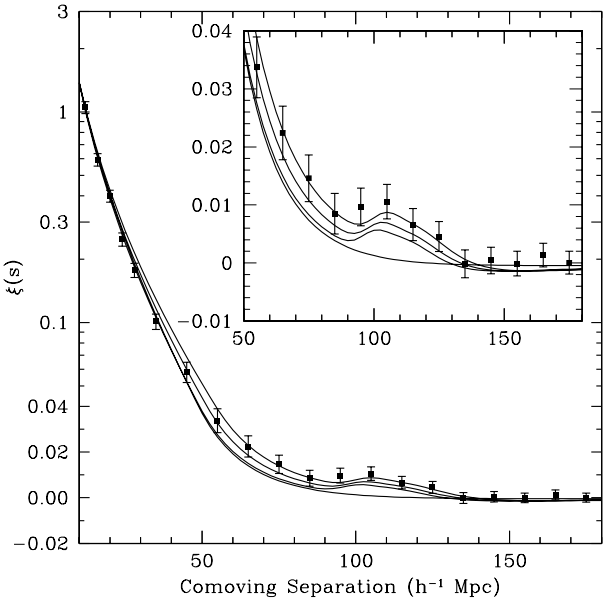


FIGURE 5.1 Fonction de corrélation mesurée par Eisenstein et al. (2005) [34]. Le pic BAO est clairement visible, à environ 3σ.

celle des galaxies BOSS, et fournit des mesures de $D_V(z)$ dans 3 tranches de *redshift* ($D_V/r_s = 11,232 \pm 1,020$, à $z = 0,44$, $D_V/r_s = 14,182 \pm 0,920$, à $z = 0,60$ et $D_V/r_s = 18,276 \pm 1,166$, à $z = 0,73$ [122]).

La mesure de la fonction de corrélation des forêts Lyman α [123] et de la fonction de corrélation croisée Lyman-α quasar [124] permet de contraindre la position du pic à un *redshift* plus élevé. À partir de ces données, on obtient $D_H/r_s = 36,489 \pm 1,152$ et $D_M/r_s = 9,145 \pm 0,204$, pour un *redshift* moyen de 2,34. La Figure 5.2 résume l'ensemble de ces mesures de distances.

5.1.3 BAO et cosmologie

Contraindre Ω_Λ à partir des mesures de BAO seules

Habituellement, dans le cadre de la mesure de l'échelle BAO, les mesures des relevés à 3 dimensions sont combinés avec la valeur de r_s mesurée par le CMB. Il est cependant possible de procéder à quelques tests cosmologiques quantitatifs en considérant l'échelle BAO comme une échelle standard, mais sans la calibrer à l'aide du CMB. La combinaison des mesures de BAOs de la section 5.1.2 permet de mesurer $\Omega_\Lambda = 0,73^{+0,25}_{-0,68}(3\sigma)$ [1], ce qui implique une détection d'une

1. À l'aide de l'équation 1.12, en négligeant Ω_r et avec $\Omega_k = 0$, et en utilisant des mesures à différents z.

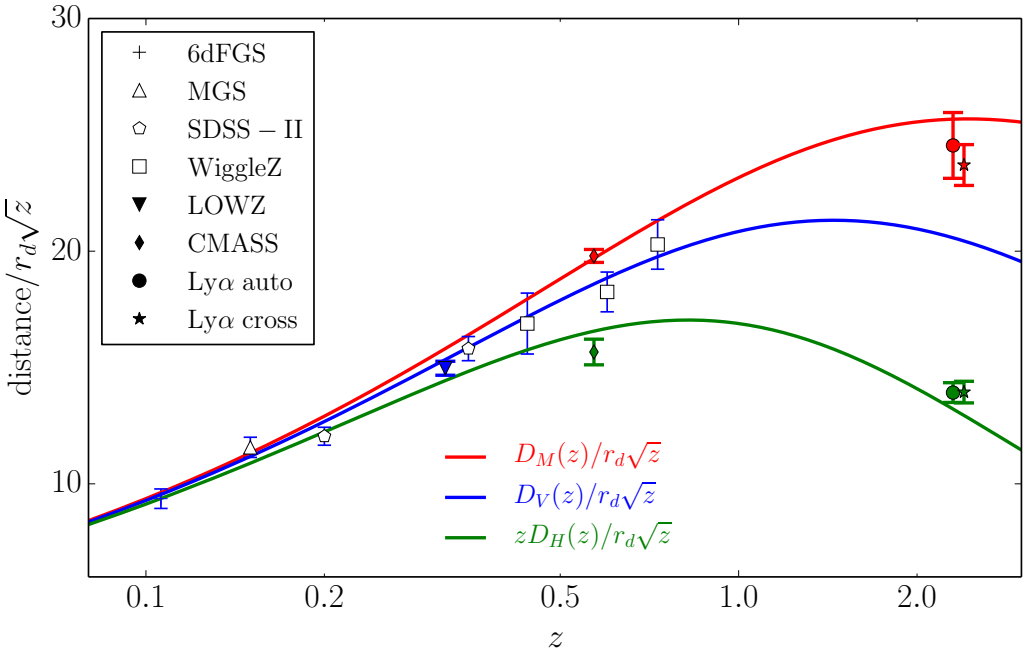


FIGURE 5.2 Résumé des différentes mesures de distances BAO [119]. Les lignes de couleurs montrent les prédictions des valeurs des distances obtenues à partir des paramètres cosmologiques Planck 2015. Les couleurs des symboles correspondent aux mesures des mêmes distances les lignes de couleurs. Les symboles pleins montrent les résultats obtenus par les analyses du relevé BOSS. La division par $\sqrt{z}$ est effectuée pour des raisons de lisibilité du graphe. Les points associés à l'analyse de la fonction de corrélation croisée forêts Lyman-α quasar sont décalés par rapport à leur véritable *redshift* ($z = 2,34$), toujours pour des raisons de lisibilités.

constante cosmologique, à plus de 3σ. Même si ces tests contraignent nettement moins les paramètres cosmologiques du modèle ΛCDM , ils fournissent une mesure totalement indépendante du CMB.

Si l'on considère le CMB comme une simple mesure de r_d à $z = 1100$, la contrainte sur Ω_Λ est alors beaucoup plus forte : $\Omega_\Lambda = 0,72^{+0,030}_{-0,034}$. Cette mesure correspond à une détection à plus de 20 σ de l'énergie du vide. On obtient aussi une contrainte forte sur la densité totale de l'univers $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1,011^{+0,014}_{-0,016}$, compatible avec un univers plat.

Contraindre les modèles d'énergie noire et la courbure de l'univers

Dans la section 1.5.4, nous avons montré que la mesure de la position des oscillations acoustiques du CMB contraint fortement les valeurs des paramètres du modèle ΛCDM . L'utilisation des mesures de l'échelle BAO à plus bas *redshift* permet de contraindre des modèles cosmologiques au delà du modèle ΛCDM . Il est alors possible de tester la courbure de l'univers (modèle *open*-CDM, avec $\Omega_k \neq 0$) et l'équation d'état de l'énergie noire. Le modèle wCDM considère le paramètre w de l'équation d'état de l'énergie noire comme un paramètre libre (au lieu de $w = -1$ pour l'énergie du vide du modèle ΛCDM). Le modèle w_0w_aCDM considère que ce paramètre peut évoluer linéairement avec le facteur d'échelle :

$$w(a) = w_0 + w_a(a_0 - a)\,. \tag{5.7}$$

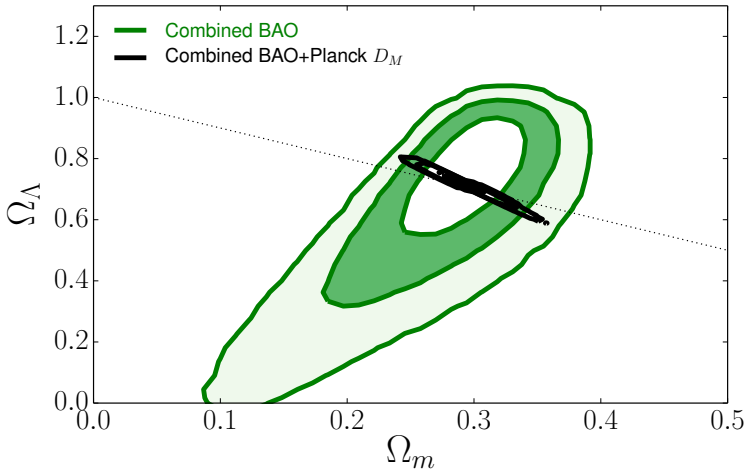


FIGURE 5.3 Contrainte dans le plan Ω_m-Ω_Λ obtenue à partir des données BAO seules (contours verts). Les contours noirs correspondent à l'ajout de la mesure de r_s du CMB.

Pour cette paramétrisation, le paramètre d'équation d'état w vaut w_0 à $a = a_0 = 1$, et $w_0 + w_a$ pour $a \ll a_0$. Puisque les meilleures contraintes sur w sont obtenues à des *redshifts* intermédiaires, et non pas à $z = 0$, les erreurs statistiques de w_0 et w_a sont fortement corrélées. Pour contourner ce problème, on paramétrise alors $w(a)$ comme :

$$w(a) = w_p + w_a(a_p - a)\,. \tag{5.8}$$

Le paramètre a_p est nommé facteur d'échelle de pivot, auquel on associe un *redshift* de pivot z_p. Le pivot est choisi afin de réduire autant que possible la corrélation entre les paramètres w_p et w_a. La Figure 5.4 montre des exemples de contraintes obtenues par la combinaison des données BAO, des données supernovæ et des données Planck, pour différents modèles d'énergie noire. On remarque que l'ajout des BAOs améliore fortement les contraintes sur les paramètres cosmologiques : l'amélioration est particulièrement significative lorsque la valeur de la courbure de l'univers dans le modèle est laissée libre.

5.2 Mesure de la position du pic BAO avec les quasars BOSS et eBOSS

Puisque l'amplitude du pic BAO est très petite, il est nécessaire d'avoir une statistique conséquente pour être en mesure de le détecter et de déterminer avec précision sa position. D'autre part, cette mesure est peu sensible aux effets systématiques. C'est pourquoi nous choisissons de ne pas appliquer de coupure en magnitude apparente pour les relevés BOSS et eBOSS. En revanche, nous conservons la correction par pondération en fonction de la profondeur, car elle ne dégrade pas la statistique de nos échantillons.

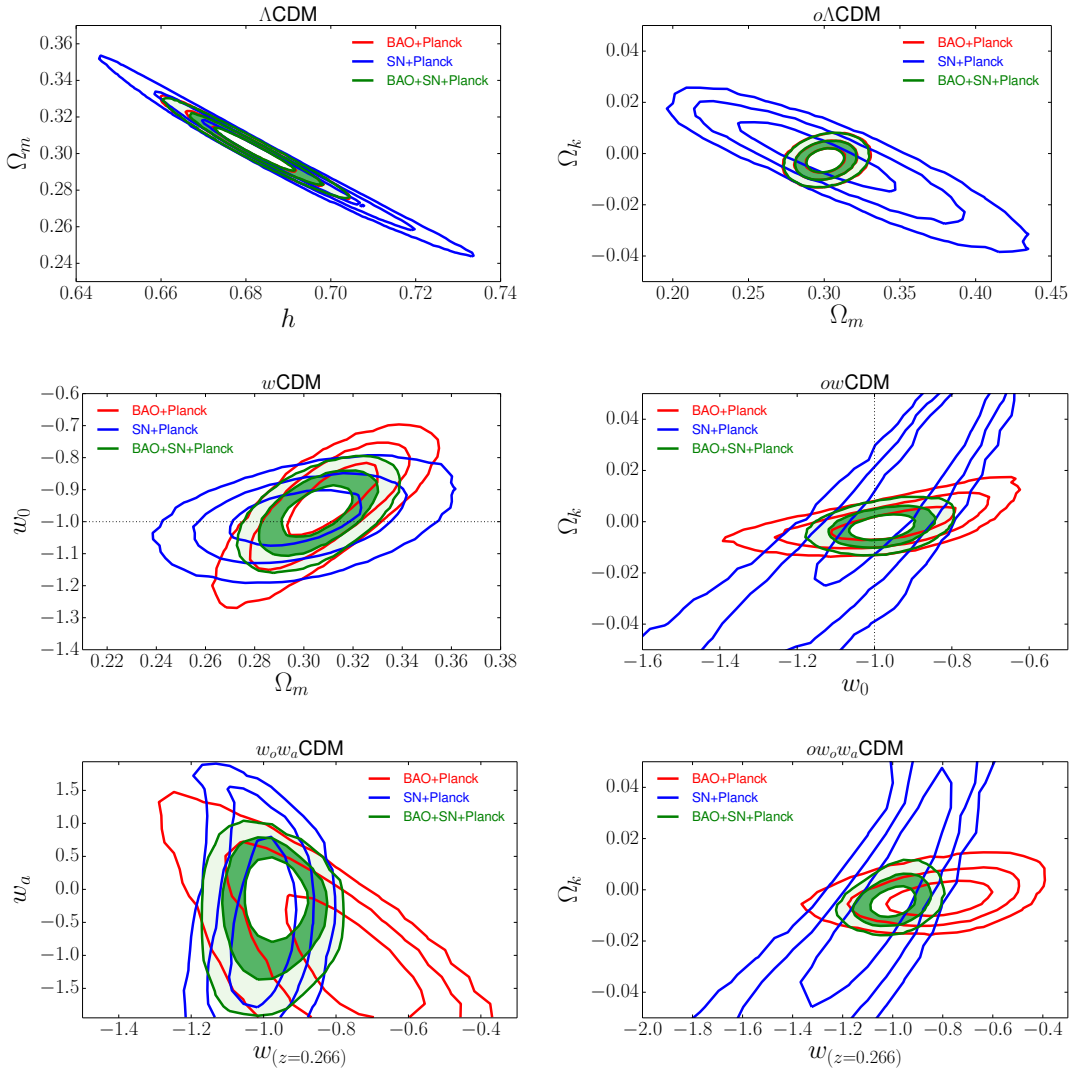


FIGURE 5.4 Contraintes cosmologiques pour différents modèles d'énergie noire, obtenues à l'aide des données BAO, Planck et des supernovae. Les différents contours correspondent aux contours de confiance à 68 %, 95 % et 99,7 %. On note que les mesures de supernovæ et de BAO sont très complémentaires pour contraindre les paramètres cosmologiques des différents modèles d'énergie noire, tout particulièrement quand la courbure de l'univers est laissée libre [119].

5.2.1 Modèle simple et mesure de significance du pic

Nous nous intéressons dans un premier temps à la mesure de la significance d'un pic BAO situé à la position prédite par le modèle ΛCDM dont les paramètres sont fixés par le CMB. Nous modélisons le pic BAO par une gaussienne dont les paramètres sont ajustés sur le modèle ΛCDM défini dans la section 3.4.1. Le *broadband*, qui correspond à la fonction de corrélation sans pic BAO, est modélisé à l'aide d'un polynome. On modélise donc $\xi(r)$ par :

$$\xi(r) = A_{BAO} \exp(-(r - r_{BAO})^2/2\sigma_{BAO}^2) + ar^{-2} + br^{-1} + c\,. \tag{5.9}$$

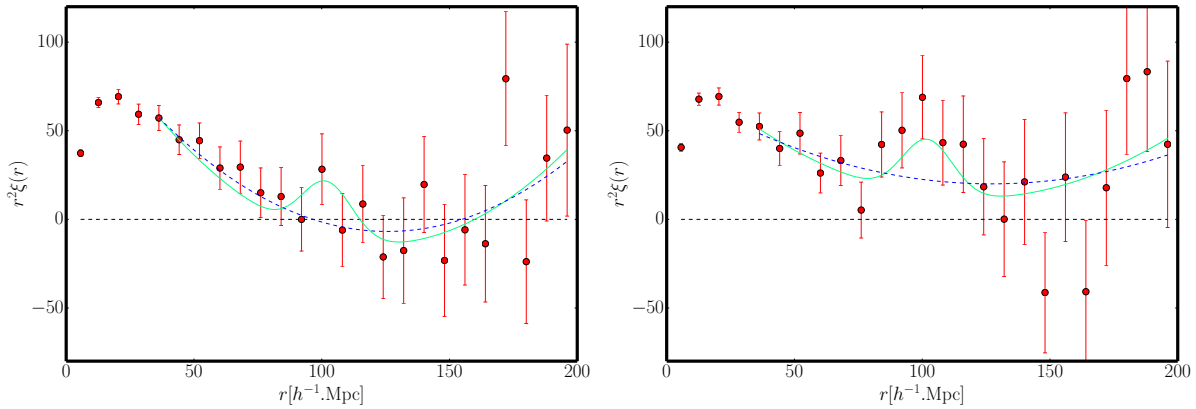
Échantillon	χ^2 (*broadband* + BAO)	χ^2 (*broadband* seul)	$\Delta\chi^2$
NGC eBOSS	15,03	15,77	0,74
SGC eBOSS	17,67	24,45	6,78
NGC + SGC eBOSS	17,12	23,24	6,12
BOSS	11,57	14,81	3,24
BOSS (*chunks* 12 et 13)	12,95	18,89	5,93
BOSS (*chunks* 12 et 13), $2,2 < z < 3,5$	9,06	13,65	4,59

TABLE 5.1 Valeurs de χ^2 pour le modèle de BAO + *broadband* et le modèle de *broadband* seul. La différence de χ^2 entre les deux modèles est également montrée.

Les paramètres de la gaussienne valent $A_{BAO} = 3,1 \times 10^{-3}$, $\sigma_{BAO} = 10h^{-1}$Mpc et $r_{BAO} = 100,7\,h^{-1}$Mpc, et les paramètres a, b et c sont laissés libres. Nous ajustons ce modèle sur des distances allant de 40 à 200 h^{-1}Mpc. Nous ajustons ensuite sur la même gamme en r le même modèle, mais en fixant l'amplitude de la gaussienne A_{BAO} à 0. Nous calculons ensuite la différence $\Delta\chi^2$ entre les χ^2 des deux ajustements, pour estimer la significance d'un pic BAO dans les échantillons de quasars BOSS et eBOSS. Puisque l'ensemble des paramètres de la gaussienne sont fixés, les deux ajustements possèdent le même nombre de degrés de libertés, ce qui rend plus aisé l'interprétation de la quantité $\Delta\chi^2$.

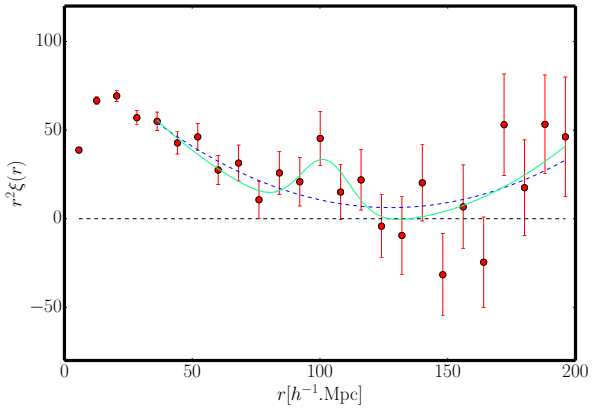
La Figure 5.5 montre le résultat des deux ajustements pour les fonctions de corrélation du NGC, du SGC, et de l'échantillon complet d'eBOSS. Les valeurs de χ^2 obtenues pour les deux modèles, ainsi que la valeur du $\Delta\chi^2$ se trouvent dans la Table 5.1. La fonction de corrélation du NGC d'eBOSS est compatible avec un *broadband* seul, et ne montre pas de pic BAO significatif. Au contraire, celle du SGC d'eBOSS montre un excès significatif au niveau du pic BAO, compatible avec une détection à plus de 2σ. Si nous laissons l'amplitude de la gaussienne comme paramètre libre, on mesure $A_{BAO} = (6,6 \pm 2,1) \times 10^{-3}$: l'amplitude du pic observé est supérieure à la valeur prédite par le modèle ΛCDM ($A_{BAO} = 3,1 \times 10^{-3}$), mais statistiquement compatible avec elle. La mesure de $\xi(r)$ pour la combinaison du NGC et du SGC est compatible avec un pic BAO à plus de 2σ, avec une amplitude en accord avec celle prédite par le modèle ΛCDM ($A_{BAO} = (3,6 \pm 1,3) \times 10^{-3}$).

Même si, en raison de sa faible statistique, le relevé BOSS n'était pas destiné à détecter de pic BAO dans la fonction d'autocorrélation des quasars, nous proposons une mesure de la significance d'un pic BAO dans ces données. La Figure 5.6 montre le résultat de l'ajustement pour la fonction de corrélation du relevé BOSS. Nous réalisons d'abord l'ajustement sur l'échantillon fiduciel du relevé BOSS ($2,2 < z < 2,8$). L'ajustement est meilleur avec un pic BAO qu'avec le seul *broadband*, mais la faiblesse de la différence de χ^2 du $\Delta\chi^2$ entre les deux modèles ne permet pas de mettre en avant de détection nette d'un pic BAO. Puisque le signal BAO est peu sensible aux effets systématiques, nous augmentons la statistique en ajoutant à l'échantillon les quasars des *chunks* 12 et 13. Cet ajout permet d'augmenter la valeur du $\Delta\chi^2$ à 5,93 (voir Table 5.1), et est compatible avec une détection à plus de 2σ. Si on réalise l'ajustement en laissant l'amplitude du pic libre, on obtient un $\Delta\chi^2$ de 9,44, mais $A_{BAO} = (7,9 \pm 2,6) \times 10^{-3}$. L'amplitude n'est alors compatible qu'à 2σ avec le ΛCDM . Afin d'augmenter davantage la statistique du relevé BOSS, nous étendons la gamme en *redshift* à $2,2 < z < 3,5$. Toutefois, la fonction de corrélation de cet échantillon présente un $\Delta\chi^2 = 4,59$ plus faible que pour l'échantillon précédent. Nous ne pouvons donc qu'à une détection marginale du pic BAO pour les quasars BOSS.



(A) eBOSS, NGC

(B) eBOSS, SGC



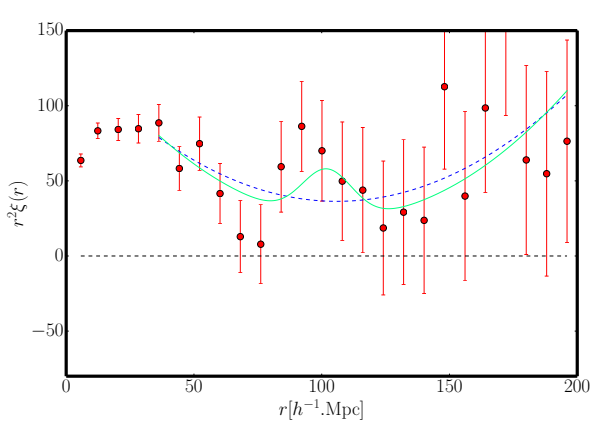
(C) eBOSS, NGC + SGC

FIGURE 5.5 Ajustement du modèle de l'équation 5.9 sur $\xi(r)$, pour le NGC, le SGC, et la combinaison du NGC et SGC d'eBOSS. La courbe verte continue correspond au modèle BAO + *broadband*, la courbe bleue tiretée au modèle de *broadband* seul. La fonction de corrélation est multipliée par r^2 afin de rendre le pic plus visible.

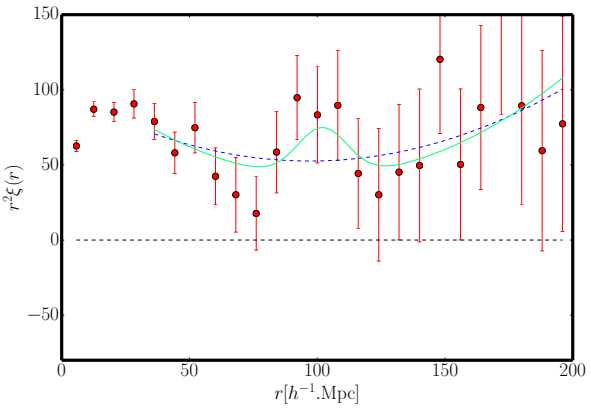
5.2.2 Mesure de α

Nous nous intéressons maintenant à la variation du χ^2 avec α_{iso} pour les échantillons présentés dans la section précédente. Nous définissons comme modèle pour la fonction de corrélation le modèle ΛCDM avec *biais* non-linéaire défini dans la section 3.4.1. Les valeurs de *biais* utilisées correspondent à celles du tableau 3.4. Nous déplaçons la position du pic afin de couvrir la gamme $0,6 < \alpha_{iso} < 1,6$, avec un pas $\delta\alpha_{iso} = 0,001$. Pour chaque valeur de α_{iso}, nous ajoutons le même *broadband* que celui de l'équation 5.9 pour prendre en compte les effets systématiques résiduels, et nous marginalisons sur les paramètres a, b et c. La fonction $\Delta\chi^2(\alpha_{iso})$ correspond alors à l'écart entre le χ^2 du meilleur ajustement et le χ^2 de l'ajustement à α_{iso}.

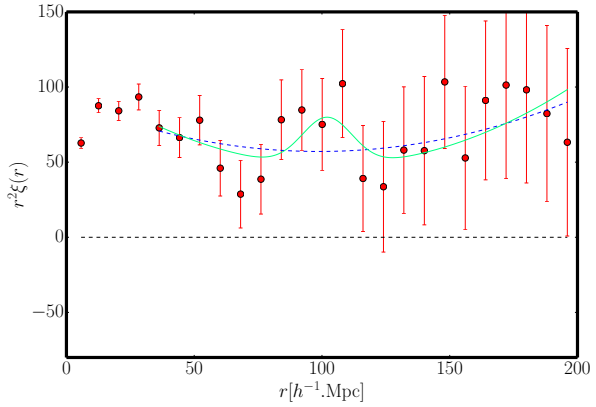
La Figure 5.7 montre les fonctions $\Delta\chi^2(\alpha_{iso})$ obtenues pour le relevé eBOSS, et la Figure 5.8 celles pour le relevé BOSS. Pour chaque figure, le meilleur ajustement de α_{iso} est donné dans le Tableau 5.2, avec les erreurs à 1σ. Les mesures obtenues pour le relevé BOSS sont compatibles avec $\alpha_{iso} = 1$ à moins de 2σ, celles du relevé eBOSS sont compatibles à 1σ.



(A) BOSS, échantillon fiduciel ($2.2 < z < 2.8$)



(B) BOSS, échantillon étendu ($2.2 < z < 2.8$ et *chunks* 12 et 13)

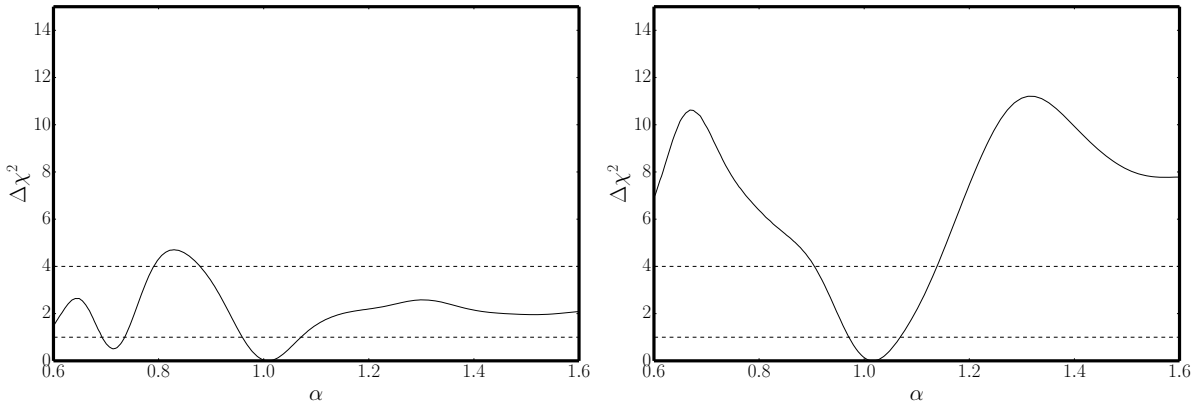


(C) BOSS, échantillon étendu ($2.2 < z < 3.5$ et *chunks* 12 et 13)

FIGURE 5.6 Ajustement du modèle de l'équation 5.9 pour différents échantillons de quasars du relevé BOSS. Les couleurs des courbes correspondent aux mêmes que celles de la Figure 5.5.

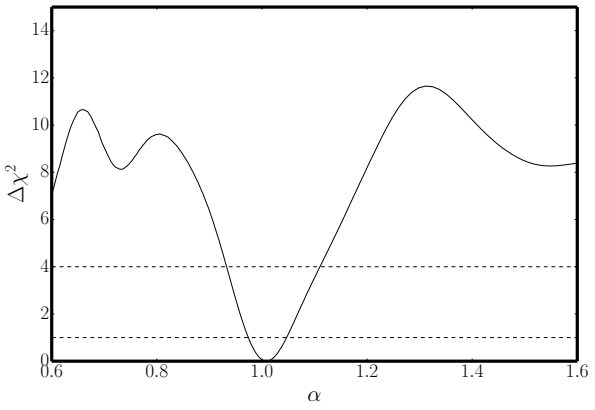
Échantillon	α_{iso}
NGC eBOSS	$1,009^{+0,062}_{-0,049}$
SGC eBOSS	$1,018^{+0,051}_{-0,046}$
NGC + SGC eBOSS	$1,009^{+0,038}_{-0,034}$
BOSS	$1,095^{+0,050}_{-0,051}$
BOSS (*chunks* 12 et 13)	$1,074^{+0,044}_{-0,045}$
BOSS (*chunks* 12 et 13), $2,2 < z < 3,5$	$1,088^{+0,064}_{-0,064}$

TABLE 5.2 Résultats de l'ajustement de α_{iso} pour les différents échantillons BOSS et eBOSS. Les erreurs correspondent aux écarts à -1 et $+1\sigma$ par rapport au meilleur ajustement.



(A) eBOSS, NGC

(B) eBOSS, SGC



(C) eBOSS, NGC + SGC

FIGURE 5.7 Mesure de $\Delta\chi^2(\alpha_{iso})$ pour le NGC, le SGC et la combinaison du NGC et du SGC de l'échantillon eBOSS. Les lignes correspondent à $\Delta\chi^2 = 1$ et $\Delta\chi^2 = 4$, ce qui permet de repérer les erreurs sur α_{iso} à 1 et 2 σ.

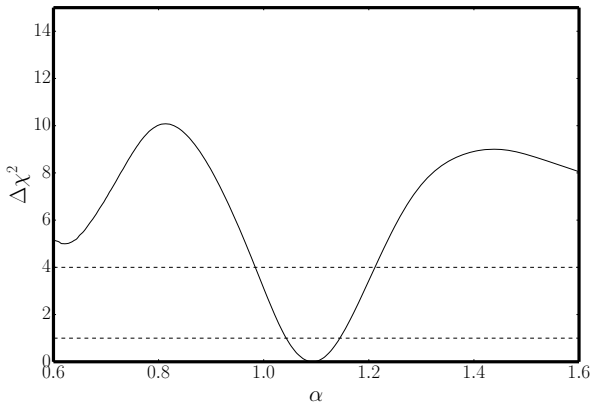
5.3 Contraintes sur les paramètres cosmologiques

La mesure du paramètre α_{iso} de l'échantillon eBOSS (NGC + SGC), combinée aux mesures de BAO des échantillons CMASS et LOWZ, aux mesures de luminosité de supernovæ ou à la mesure locale de H_0 [125], permet de contraindre les paramètres cosmologiques de modèles au-delà du modèle ΛCDM sans utiliser le CMB. Ces contraintes sont obtenues à partir d'une approche fréquentiste [126] . Pour un modèle cosmologique défini par n paramètres $\theta = (\theta_1, ..., \theta_n)$, et pour un jeu d'observables $x = (x_1, ..., x_N)$ mesurée avec une erreur Gaussienne $\sigma_x = (\sigma_1, ..., \sigma_N)$, on définit la fonction de vraisemblance comme :

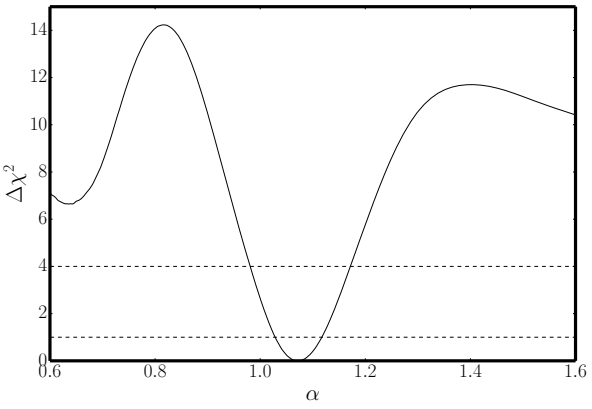
$$\mathcal{L}(x, \sigma_x; \theta) = \prod_i \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} exp\left(-\frac{(x_i - x_{i,model})^2}{2\sigma_i}\right) , \tag{5.10}$$

où $x_{model} = (x_{1,model}, ..., x_{N,model})$ correspond aux valeurs des observables x prédites par le modèle. Par la suite, on minimise la quantité :

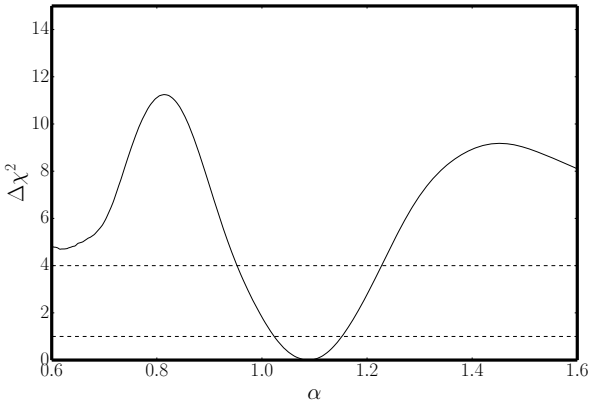
$$\chi^2(x, \sigma_x; \theta) = -2\ln(\mathcal{L}(x, \sigma_x; \theta)) . \tag{5.11}$$



(A) BOSS, échantillon fiduciel ($2.2 < z < 2.8$)



(B) BOSS, échantillon étendu ($2.2 < z < 2.8$ et *chunks* 12 et 13)



(C) BOSS, échantillon étendu ($2.2 < z < 3.5$ et *chunks* 12 et 13)

FIGURE 5.8 Mesure de $\Delta\chi^2(\alpha_{iso})$ pour différents échantillons de quasars BOSS. Les lignes correspondent à $\Delta\chi^2 = 1$ et $\Delta\chi^2 = 4$, ce qui permet de repérer les erreurs sur α_{iso} à 1 et 2 σ.

Pour obtenir les niveaux de confiance, on détermine dans un premier temps la valeur χ^2_0 correspond à la plus petite valeur de $\chi^2(x, \sigma_x; \theta)$ obtenue en laissant tous les paramètres libres. Les niveaux de confiance dans un plan de l'espace des paramètres (θ_i, θ_j) sont réalisés de la manière suivante. Pour chaque valeur fixe de (θ_i, θ_j), $\chi^2(x, \sigma_x; \theta)$ est calculé à nouveau avec $n - 2$ paramètres libres. L'écart $\Delta\chi^2(\theta_i, \theta_j)$ entre la valeur obtenue et χ^2_0 permet de calculer le niveau de confiance $\mathrm{CL}(\theta_\mathrm{i}, \theta_\mathrm{j})$:

$$1 - \mathrm{CL}(\theta_\mathrm{i}, \theta_\mathrm{j}) = \frac{1}{\sqrt{2^{\mathrm{N_{dof}}}}\Gamma(\mathrm{N_{dof}}/2)} \int_{\Delta\chi^2(\theta_\mathrm{i},\theta_\mathrm{j})}^{\mathrm{inf}} \mathrm{e}^{-\mathrm{t}/2}\mathrm{t}^{\mathrm{N_{dof}}/2-1}\mathrm{dt}\,, \tag{5.12}$$

ou Γ est la fonction gamma, et ou le nombre de degrés de liberté N_{dof} vaut 2. Les minimisations de χ^2 sont réalisées à l'aide de MINUIT [127].

La Figure 5.9 montre les contraintes obtenues dans le plan w-Ω_m pour un modèle wCDM, et dans le plan Ω_Λ-Ω_m pour un modèle oCDM. L'ajout de la mesure de α_{iso} eBOSS, située à $z = 1,55$, affine les contraintes obtenues par les précédentes mesures.

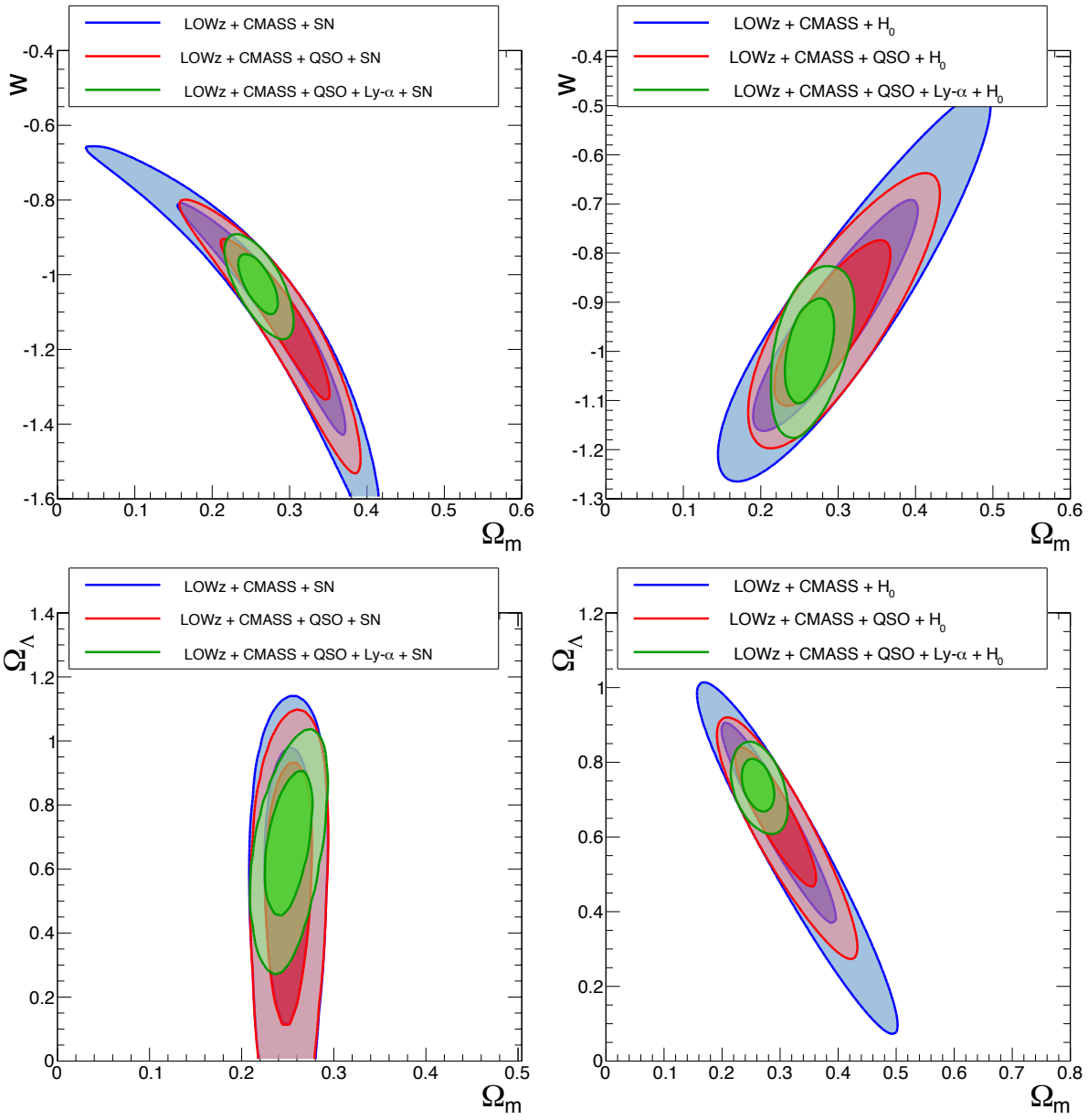


FIGURE 5.9 Contraintes de paramètres cosmologiques obtenus en combinant aux mesures de distances existantes le meilleur ajustement de α_{iso} pour l'échantillon de quasars eBOSS (voir section 5.2.2). Les contours correspondent aux limites à 1 et 2 σ. Les figures de gauche combinent les mesures de distances des échantillons LOWZ, CMASS et quasars eBOSS aux mesures de distances des supernovæ, et les figures de gauche à la mesure locale de H_0. Les contraintes obtenues en combinant les analyses des forêts Lyman-α sont également montrées.

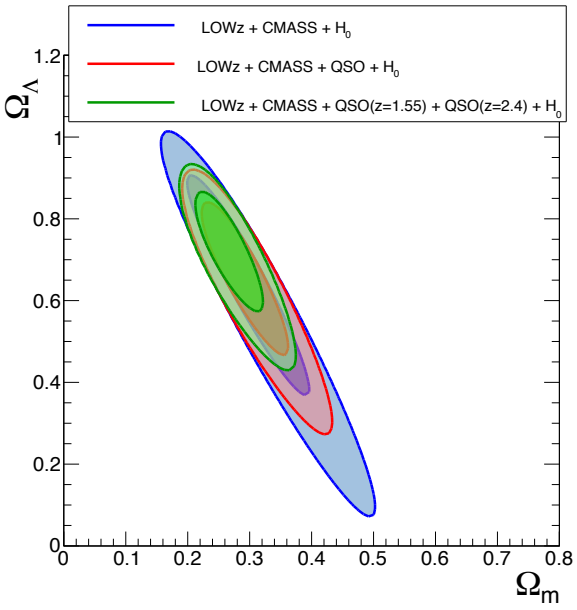


FIGURE 5.10 Contraintes pour le modèle ΛCDM dans le plan $\Omega_m - \Omega_\Lambda$ obtenues en combinant la mesure de α_{iso} les mesures de distances des galaxies LOWZ, CMASS BOSS et de eBOSS, et la mesure locale de H_0.

La Figure 5.10 montre la contrainte obtenue en combinant la mesure de l'échelle BAO des quasars BOSS et eBOSS à celles des galaxies CMASS et LOWZ et de la mesure locale de H_0 pour un modèle ΛCDM dans le plan $\Omega_m - \Omega_\Lambda$. Cette combinaison nous permet d'obtenir une contrainte sur Ω_Λ et Ω_m indépendante du CMB et de la mesure de distances obtenue à partir des forêts Lyman α. Les effets systématiques auxquels sont sensibles les analyses basées sur les forêts Lyman α sont susceptibles de générer des pics dans la fonction de corrélation. Au contraire, les mesures de fonction de corrélation de traceurs sont des analyses robustes, dont les effets systématiques ont été étudiés et sont bien maitrisés. Il est donc souhaitable de confirmer les résultats des forêts Lyman-α avec ceux d'une analyse plus robuste.

5.4 Discussion et perspectives

Les mesures de la position du pic dans la fonction de corrélation quasar-quasar d'eBOSS permet d'effectuer une mesure de distance à $z > 0,7$, lorsque l'univers est dominée par la matière et encore en phase d'expansion décélérée. C'est pourquoi cette mesure est très complémentaire avec les résultats des échantillons de galaxies CMASS et LOWZ, qui fournissent des mesures de distance au moment où l'univers est dominé par l'énergie noire et en phase d'expansion accélérée. Cependant, si nous combinons notre mesure à celle des forêts Lyman α, aussi située à $z > 0,7$ et précise à $\simeq 2\,\%$, l'information apportée par notre mesure est pour l'instant limitée. Lorsque le relevé eBOSS sera complété, l'analyse de la fonction de corrélation des quasars fournira une mesure sur α_{iso} précise à 2 %, indépendante de celle donnée par les analyses de forêts Lyman α.

Pour le relevé BOSS, il est difficile de conclure quant à la présence d'un pic BAO à cause de la faible densité de quasars observés dans la gamme $2,2 < z < 2,8$. Les résultats obtenus sont toutefois prometteurs pour les relevés du futur instrument DESI (*Dark Energy Spectroscopic Instrument* [128]), qui va permettre, entre autre, d'augmenter le nombre de quasars observés

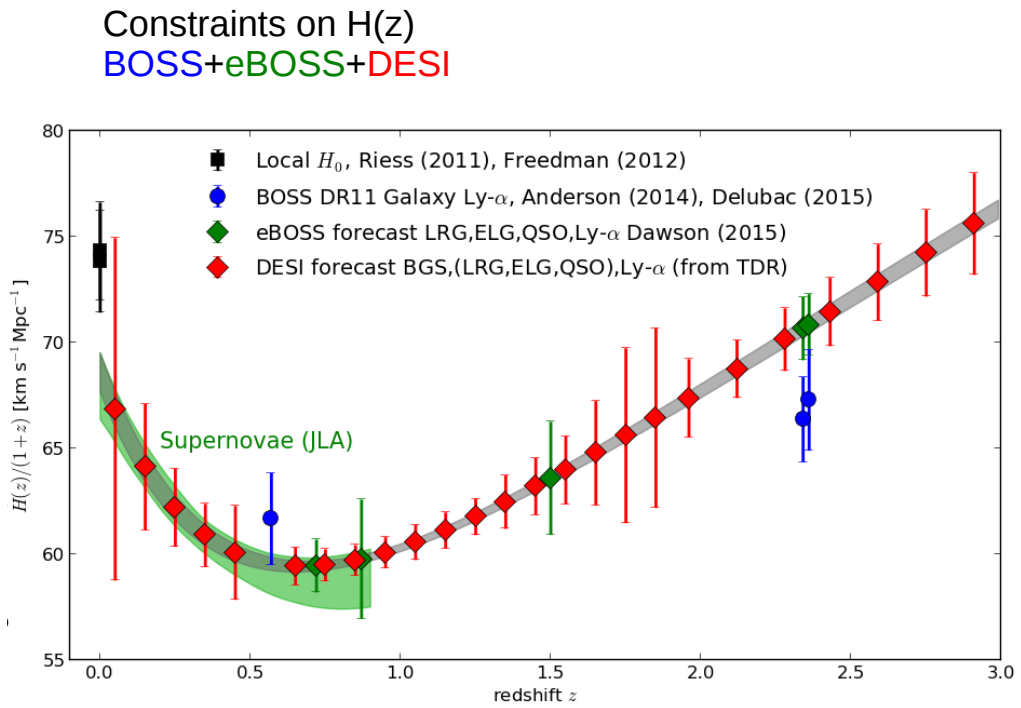


FIGURE 5.11 Mesures de $H(z)$ pour les différentes analyses BOSS et eBOSS, comparées aux prévisions pour les relevés de l'instrument DESI. La courbe grisée représente les résultats obtenus (à 1 σ) par la collaboration Planck en 2015.

dans cette gamme en *redshift* ($\simeq$ 50 deg^{-2}), et de proposer ainsi une mesure complémentaire à celle des fôrets Lyman-α. La Figure 5.11 montre les prévisions de la mesure de $H(z)$ pour le relevé DESI.

Conclusion

Les principaux objectifs de ce travail de thèse étaient une étude de l'homogénéité cosmique, et une mesure de l'échelle BAO en vue de caractériser les modèles d'énergie noire. L'étape commune à ces deux volets est l'étude de la structuration (ou *clustering*) des quasars des relevés BOSS et eBOSS. Nous avons donc présenté une méthode d'analyse pour mesurer la fonction de corrélation d'une distribution à 3 dimensions de traceurs, et nous avons étudié en détails les différents effets systématiques susceptibles d'impacter cette mesure. En particulier, nous avons mis en évidence que les sélections de cibles quasars de BOSS et eBOSS ne sont pas parfaitement homogènes, et nous avons montré que la combinaison d'une simple coupure en magnitude apparente et d'une pondération permettait de fortement réduire l'impact de cet effet systématique sur nos observables. Après application de ces corrections, nous avons mesuré le *biais* et la dispersion de vitesse des distributions de quasars BOSS et eBOSS, et mis en évidence leur évolution en fonction du redshift.

L'étude de la structuration des quasars à grande échelle nous a permis de vérifier « l'isotropie spatiale » de l'univers, indépendamment de toute cosmologie fiducielle. L'isotropie spatiale, qui stipule que notre univers est isotrope dans chaque tranche de *redshift*, combinée au principe de Copernic, permet de montrer que l'univers est homogène aux grandes échelles, dans la gamme $0,9 < z < 2,8$.

Une fois l'homogénéité établie, nous avons utilisé un nouvel estimateur de $D_2(r)$, de variance poissonienne, pour mesurer la dimension de corrélation fractale de l'univers. En corrigeant nos observables des valeurs de *biais* des quasars, nous avons montré que, pour le relevé eBOSS, nous mesurons $3 - \langle \widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r) \rangle = (4,6 \pm 1,8) \times 10^{-5} (1\sigma)$ entre 250 h^{-1}Mpc et 1200 h^{-1}Mpc, dans la gamme $0,9 < z < 2,2$. Pour le relevé BOSS, nous obtenons $3 - \langle \widehat{D}_2^{\mathrm{LS}}(r) \rangle = (3,9 \pm 2,1) \times 10^{-5} (1\sigma)$, dans la gamme $2,2 < z < 2,8$. Ce nouvel estimateur nous a également permis de montrer que le modèle ΛCDM décrit admirablement bien la transition d'un régime structuré vers un régime homogène : il s'agit là d'un nouveau test de cohérence de ce modèle.

D'autre part, nous avons mesuré la position du pic BAO dans les fonctions de corrélation des quasars BOSS et eBOSS. Nous détectons un pic BAO à 2,5 σ pour les deux relevés, et mesurons α_{iso}, le rapport entre la position du pic mesuré et la position prédite pour une cosmologie fiducielle (PLANCK 2013). Nous mesurons ainsi $\alpha_{iso} = 1,074^{+0,044}_{-0,045}$ pour le relevé BOSS, et $\alpha_{iso} = 1,009^{+0,038}_{-0,034}$ pour le relevé eBOSS. Si l'influence de ces nouvelles mesures sur les contraintes des paramètres cosmologiques est pour l'instant limitée, la mesure de la position du pic pour le relevé eBOSS est très encourageante pour la suite du relevé, qui devrait permettre, une fois complété, une mesure de α_{iso} précise à 2 %. Le résultat obtenu pour le relevé BOSS est, quant à lui, encourageant pour le relevé DESI, qui permettra de quadrupler la statistique de quasars sélectionnés de manière homogène dans la gamme $2,2 < z < 2,8$.

Bibliographie

[1] Newton, I. *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica. Auctore Js. Newton.* 1687.

[2] Le Verrier, U. J. Theorie du mouvement de Mercure. *Annales de l'Observatoire de Paris*, 5, 1859.

[3] Einstein, A. Zur Elektrodynamik bewegter Körper. *Annalen der Physik*, 322 :891–921, 1905.

[4] Einstein, A. Die Feldgleichungen der Gravitation. *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin), Seite 844-847.*, 1915.

[5] Hubble, E. A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Contributions from the Mount Wilson Observatory, vol. 3, pp.23-28*, 3 :23–28, 1929.

[6] Alpher, R. A., H. Bethe, and G. Gamow. The Origin of Chemical Elements. *Physical Review*, 73 :803–804, 1948.

[7] Alpher, R. A. and R. Herman. Evolution of the Universe. *Nature*, 162 :774–775, 1948.

[8] Fixsen, D. J., E. S. Cheng, J. M. Gales, et al. The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE FIRAS Data Set. *Astrophys. J.*, 473 :576, 1996. astro-ph/9605054.

[9] Penzias, A. A. and R. W. Wilson. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *Astrophys. J.*, 142 :419–421, 1965.

[10] Marx, G. The Cosmic Neutrino Background. *Leaflet of the Astronomical Society of the Pacific*, 9 :345, 1966.

[11] Volders, L. M. J. S. Neutral hydrogen in M 33 and M 101. *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, 14 :323, 1959.

[12] Navarro, J. F., C. S. Frenk, and S. D. M. White. The Structure of Cold Dark Matter Halos. *Astrophys. J.*, 462 :563, 1996. astro-ph/9508025.

[13] Corbelli, E. and P. Salucci. The extended rotation curve and the dark matter halo of M33. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 311 :441–447, 2000. astro-ph/9909252.

[14] Bergström, L. Dark matter candidates. *New Journal of Physics*, 11 :105006, 2009. arXiv:hep-ph/0903.4849.

[15] Nomoto, K., F.-K. Thielemann, and K. Yokoi. Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae. *Astrophys. J.*, 286 :644–658, 1984.

[16] Riess, A. G., W. H. Press, and R. P. Kirshner. A Precise Distance Indicator : Type IA Supernova Multicolor Light-Curve Shapes. *Astrophys. J.*, 473 :88, 1996. astro-ph/9604143.

[17] Conley, A., J. Guy, M. Sullivan, et al. Supernova Constraints and Systematic Uncertainties from the First Three Years of the Supernova Legacy Survey. *Astrophys. J. Suppl.*, 192 :1, 2011. arXiv:astro-ph.CO/1104.1443.

[18] Hogg, D. W. Distance measures in cosmology. *ArXiv Astrophysics e-prints*, 1999. astro-ph/9905116.

[19] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, et al. Planck 2015 results. XVI. Isotropy and statistics of the CMB. *ArXiv e-prints*, 2015. arXiv:1506.07135.

[20] Tegmark, M. and M. Zaldarriaga. Separating the early universe from the late universe : Cosmological parameter estimation beyond the black box. *Phys. Rev. D*, 66 :103508, 2002. astro-ph/0207047.

[21] Lidsey, J. E. and R. Tavakol. Running of the scalar spectral index and observational signatures of inflation. *Physics Letters B*, 575 :157–164, 2003. astro-ph/0304113.

[22] Spergel, D. N., L. Verde, H. V. Peiris, et al. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters. *Astrophys. J. Suppl.*, 148 :175–194, 2003. astro-ph/0302209.

[23] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *ArXiv e-prints*, 2015. arXiv:1502.01589.

[24] Dodelson, S. and G. Efstathiou. Modern Cosmology. *Physics Today*, 57 :60–61, 2004.

[25] Weinberg, D. H., M. J. Mortonson, D. J. Eisenstein, et al. Observational probes of cosmic acceleration. *Phys. Rep.*, 530 :87–255, 2013. arXiv:1201.2434.

[26] Seljak, U. and M. Zaldarriaga. CMBFAST : A microwave anisotropy code. Astrophysics Source Code Library, 1999, ascl:9909.004.

[27] Eisenstein, D. J. and W. Hu. Baryonic Features in the Matter Transfer Function. *Astrophys. J.*, 496 :605–614, 1998. astro-ph/9709112.

[28] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *Astron. and Astrophys.*, 571 :A16, 2014. arXiv:1303.5076.

[29] Kaiser, N. Clustering in real space and in redshift space. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 227 :1–21, 1987.

[30] Linder, E. V. and R. N. Cahn. Parameterized beyond-Einstein growth. *Astroparticle Physics*, 28 :481–488, 2007. astro-ph/0701317.

[31] Hamilton, A. J. S. Measuring Omega and the real correlation function from the redshift correlation function. *Astrophys. J. Lett.*, 385 :L5–L8, 1992.

[32] York, D. G., J. Adelman, J. E. Anderson, Jr., et al. The Sloan Digital Sky Survey : Technical Summary. *Astronom. J.*, 120 :1579–1587, 2000. astro-ph/0006396.

[33] Abazajian, K. N., J. K. Adelman-McCarthy, M. A. Agüeros, et al. The Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey. *Astrophys. J. Suppl.*, 182 :543–558, 2009. arXiv:0812.0649.

[34] Eisenstein, D. J., I. Zehavi, D. W. Hogg, et al.

[35] Eisenstein, D. J., D. H. Weinberg, E. Agol, et al. SDSS-III : Massive Spectroscopic Surveys of the Distant Universe, the Milky Way, and Extra-Solar Planetary Systems. *Astronom. J.*, 142 :72, 2011. arXiv:astro-ph.IM/1101.1529.

[36] Dawson, K. S., D. J. Schlegel, C. P. Ahn, et al. The Baryon Oscillation Spectroscopic Survey of SDSS-III. *Astronom. J.*, 145 :10, 2013. arXiv:1208.0022.

[37] Dawson, K. S., J.-P. Kneib, W. J. Percival, et al. The SDSS-IV Extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : Overview and Early Data. *Astronom. J.*, 151 :44, 2016. arXiv:1508.04473.

[38] 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:astro-ph.IM/1501.00963.

[39] Hennawi, J. F., M. A. Strauss, M. Oguri, et al. Binary Quasars in the Sloan Digital Sky Survey : Evidence for Excess Clustering on Small Scales. *Astronom. J.*, 131 :1–23, 2006. astro-ph/0504535.

[40] Myers, A. D., R. J. Brunner, G. T. Richards, et al. First Measurement of the Clustering Evolution of Photometrically Classified Quasars. *Astrophys. J.*, 638 :622–634, 2006. astro-ph/0510371.

[41] Porciani, C. and P. Norberg. Luminosity- and redshift-dependent quasar clustering. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 371 :1824–1834, 2006. astro-ph/0607348.

[42] Myers, A. D., R. J. Brunner, R. C. Nichol, et al. Clustering Analyses of 300,000 Photometrically Classified Quasars. I. Luminosity and Redshift Evolution in Quasar Bias. *Astrophys. J.*, 658 :85–98, 2007. astro-ph/0612190.

[43] Myers, A. D., R. J. Brunner, G. T. Richards, et al. Clustering Analyses of 300,000 Photometrically Classified Quasars. II. The Excess on Very Small Scales. *Astrophys. J.*, 658 : 99–106, 2007. astro-ph/0612191.

[44] da Ângela, J., T. Shanks, S. M. Croom, et al. The 2dF-SDSS LRG and QSO survey : QSO clustering and the L-z degeneracy. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 383 :565–580, 2008. astro-ph/0612401.

[45] 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.

[46] 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.

[47] 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:astro-ph.IM/1208.2233.

[48] Fukugita, M., T. Ichikawa, J. E. Gunn, et al. The Sloan Digital Sky Survey Photometric System. *Astronom. J.*, 111 :1748, 1996.

[49] Pogson, N. Magnitudes of Thirty-six of the Minor Planets for the first day of each month of the year 1857. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 17 :12–15, 1856.

[50] Lupton, R. H., J. E. Gunn, and A. S. Szalay. A Modified Magnitude System that Produces Well-Behaved Magnitudes, Colors, and Errors Even for Low Signal-to-Noise Ratio Measurements. *Astronom. J.*, 118 :1406–1410, 1999. astro-ph/9903081.

[51] Fan, X. Simulation of Stellar Objects in SDSS Color Space. *Astronom. J.*, 117 :2528–2551, 1999. astro-ph/9902063.

[52] Richards, G. T., X. Fan, D. P. Schneider, et al. Colors of 2625 Quasars at $0 < z < 5$ Measured in the Sloan Digital Sky Survey Photometric System. *Astronom. J.*, 121 :2308–2330, 2001. astro-ph/0012449.

[53] 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:astro-ph.CO/1105.0606.

[54] Wright, E. L., P. R. M. Eisenhardt, A. K. Mainzer, et al. The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) : Mission Description and Initial On-orbit Performance. *Astronom. J.*, 140 :1868–1881, 2010. arXiv:astro-ph.IM/1008.0031.

[55] Law, N. M., S. Kulkarni, E. Ofek, et al. The Palomar Transient Factory (PTF) : Overview. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #213*, volume 41 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 418, 2009.

[56] Bovy, J., J. F. Hennawi, D. W. Hogg, et al. Think Outside the Color Box : Probabilistic Target Selection and the SDSS-XDQSO Quasar Targeting Catalog. *Astrophys. J.*, 729 : 141, 2011. arXiv:astro-ph.CO/1011.6392.

[57] Bovy, J., D. W. Hogg, and S. T. Roweis. Extreme deconvolution : Inferring complete distribution functions from noisy, heterogeneous and incomplete observations. *AOAS*, 5 : 1657, 2009. arXiv:0905.2979.

[58] Myers, A. D., N. Palanque-Delabrouille, A. Prakash, et al. The SDSS-IV Extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : Quasar Target Selection. *Astrophys. J. Suppl.*, 221 :27, 2015. arXiv:1508.04472.

[59] 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.

[60] Bolton, A. S., D. J. Schlegel, É. Aubourg, et al. Spectral Classification and Redshift Measurement for the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey. *Astronom. J.*, 144 :144, 2012. arXiv:1207.7326.

[61] 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.

[62] Landy, S. D. and A. S. Szalay. Bias and variance of angular correlation functions. *Astrophys. J.*, 412 :64–71, 1993.

[63] Swanson, M. E. C., M. Tegmark, A. J. S. Hamilton, et al. Methods for rapidly processing angular masks of next-generation galaxy surveys. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 387 : 1391–1402, 2008. arXiv:0711.4352.

[64] Pâris, I., P. Petitjean, N. P. Ross, et al. The Sloan Digital Sky Survey Quasar Catalog : twelfth data release. *ArXiv e-prints*, 2016. arXiv:1608.06483.

[65] Alonso, D. CUTE : Correlation Utilities and Two-point Estimation. Astrophysics Source Code Library, 2015, ascl:1505.016.

[66] Efron, B. and G. Gong. A Leisurely Look at the Bootstrap, the Jackknife, and Cross-Validation. *The American Statistician*, page 37, 1983.

[67] Weisstein, E. W. Lambert Azimuthal Equal-Area Projection, 2015.

[68] Schlegel, D. J., D. P. Finkbeiner, and M. Davis. Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds. *Astrophys. J.*, 500 :525–553, 1998. astro-ph/9710327.

[69] Górski, K. M., E. Hivon, A. J. Banday, et al. HEALPix : A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere. *Astrophys. J.*, 622 : 759–771, 2005. astro-ph/0409513.

[70] Ross, A. J., S. Ho, A. J. Cuesta, et al. Ameliorating systematic uncertainties in the angular clustering of galaxies : a study using the SDSS-III. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 417 : 1350–1373, 2011. arXiv:1105.2320.

[71] Ross, A. J., W. J. Percival, A. G. Sánchez, et al. The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : analysis of potential systematics. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 424 :564–590, 2012. arXiv:1203.6499.

[72] Anderson, L., E. Aubourg, S. Bailey, et al. The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : baryon acoustic oscillations in the Data Release 9 spectroscopic galaxy sample. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 427 :3435–3467, 2012. arXiv:1203.6594.

[73] 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.

[74] Smith, R. E., J. A. Peacock, A. Jenkins, et al. Stable clustering, the halo model and non-linear cosmological power spectra. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 341 :1311–1332, 2003. astro-ph/0207664.

[75] White, M., A. D. Myers, N. P. Ross, et al. The clustering of intermediate-redshift quasars as measured by the Baryon Oscillation Spectroscopic Survey. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 424 :933–950, 2012. arXiv:1203.5306.

[76] Eftekharzadeh, S., A. D. Myers, M. White, et al. Clustering of intermediate redshift quasars using the final SDSS III-BOSS sample. *ArXiv e-prints*, 2015. arXiv:1507.08380.

[77] Font-Ribera, A., E. Arnau, J. Miralda-Escudé, et al. The large-scale quasar-Lyman α forest cross-correlation from BOSS. *JCAP*, 5 :18, 2013. arXiv:1303.1937.

[78] Croom, S. M., T. Shanks, B. J. Boyle, et al. The 2dF QSO Redshift Survey - II. Structure and evolution at high redshift. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 325 :483–496, 2001. astro-ph/0012375.

[79] 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.

[80] Ross, N. P., Y. Shen, M. A. Strauss, et al. Clustering of Low-redshift (z $\leq$ 2.2) Quasars from the Sloan Digital Sky Survey. *Astrophys. J.*, 697 :1634–1655, 2009. arXiv:0903.3230.

[81] Porciani, C., M. Magliocchetti, and P. Norberg. Cosmic evolution of quasar clustering : implications for the host haloes. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 355 :1010–1030, 2004. astro-ph/0406036.

[82] Richardson, J., S. Chatterjee, Z. Zheng, et al. The Halo Occupation Distribution of X-Ray-bright Active Galactic Nuclei : A Comparison with Luminous Quasars. *Astrophys. J.*, 774 :143, 2013. arXiv:1303.2942.

[83] Smoot, G. F., C. L. Bennett, A. Kogut, et al. Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps. *Astrophys. J. Lett.*, 396 :L1–L5, 1992.

[84] Lahav, O., T. Piran, and M. A. Treyer. The X-ray background as a probe of density fluctuations at high redshift. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 284 :499–506, 1997. astro-ph/9610037.

[85] Scharf, C. A., K. Jahoda, M. Treyer, et al. The 2-10 keV X-Ray Background Dipole and Its Cosmological Implications. *Astrophys. J.*, 544 :49–62, 2000. astro-ph/9908187.

[86] Peebles, P. J. E. *The large-scale structure of the universe*. 1980.

[87] Straumann, N. Minimal assumptions leading to a Robertson-Walker model of the universe. *Helvetica Physica Acta*, 47 :379–383, 1974.

[88] Peacock, J. A. *Cosmological Physics*. Cosmological Physics, by John A. Peacock, pp. 704. ISBN 052141072X. Cambridge, UK : Cambridge University Press, January 1999., 1999.

[89] Clarkson, C. Establishing homogeneity of the universe in the shadow of dark energy. *Comptes Rendus Physique*, 13 :682–718, 2012. arXiv:1204.5505.

[90] Durrer, R., J.-P. Eckmann, F. Sylos Labini, et al. Angular projections of fractal sets. *EPL (Europhysics Letters)*, 40 :491–496, 1997. astro-ph/9702116.

[91] Martinez, V. J. and P. Coles. Correlations and scaling in the QDOT redshift survey. *Astrophys. J.*, 437 :550–555, 1994.

[92] Guzzo, L. Is the universe homogeneous ? (On large scales). *New Astron.*, 2 :517–532, 1997. astro-ph/9711206.

[93] Martinez, V. J., M.-J. Pons-Borderia, R. A. Moyeed, et al. Searching for the scale of homogeneity. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 298 :1212–1222, 1998. astro-ph/9804073.

[94] Scaramella, R., L. Guzzo, G. Zamorani, et al. The ESO Slice Project [ESP] galaxy redshift survey. V. Evidence for a D=3 sample dimensionality. *Astron. and Astrophys.*, 334 :404–408, 1998. astro-ph/9803022.

[95] Amendola, L. and E. Palladino. The Scale of Homogeneity in the Las Campanas Redshift Survey. *Astrophys. J. Lett.*, 514 :L1–L4, 1999. astro-ph/9901420.

[96] Kurokawa, T., M. Morikawa, and H. Mouri. Scaling analysis of galaxy distribution in the Las Campanas Redshift Survey data. *Astron. and Astrophys.*, 370 :358–364, 2001.

[97] Pan, J. and P. Coles. Large-scale cosmic homogeneity from a multifractal analysis of the PSCz catalogue. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 318 :L51–L54, 2000. astro-ph/0008240.

[98] Hogg, D. W., D. J. Eisenstein, M. R. Blanton, et al. Cosmic Homogeneity Demonstrated with Luminous Red Galaxies. *Astrophys. J.*, 624 :54–58, 2005. astro-ph/0411197.

[99] Yadav, J., S. Bharadwaj, B. Pandey, et al. Testing homogeneity on large scales in the Sloan Digital Sky Survey Data Release One. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 364 :601–606, 2005. astro-ph/0504315.

[100] Sarkar, P., J. Yadav, B. Pandey, et al. The scale of homogeneity of the galaxy distribution in SDSS DR6. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 399 :L128–L131, 2009. arXiv:0906.3431.

[101] Nadathur, S. Seeing patterns in noise : gigaparsec-scale 'structures' that do not violate homogeneity. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 434 :398–406, 2013. arXiv:astro-ph.CO/1306.1700.

[102] Glazebrook, K. and WiggleZ Team. The WiggleZ High-Redshift Baryon Oscillation Survey. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #212*, volume 40 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 533, 2008.

[103] Scrimgeour, M. I., T. Davis, C. Blake, et al. The WiggleZ Dark Energy Survey : the transition to large-scale cosmic homogeneity. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 425 :116–134, 2012. arXiv:1205.6812.

[104] Coleman, P. H. and L. Pietronero. The fractal structure of the universe. *Phys. Rep.*, 213 : 311–389, 1992.

[105] Pietronero, L. and F. Montuori, M.and Sylos Labini. *Critical Dialogues in Cosmology.* World Scientific Press, Singapore, 1997.

[106] Sylos Labini, F., M. Montuori, and L. Pietronero. Scale-invariance of galaxy clustering. *Phys. Rep.*, 293 :61–226, 1998. astro-ph/9711073.

[107] Joyce, M., M. Montuori, and F. S. Labini. Fractal Correlations in the CFA2-South Redshift Survey. *Astrophys. J. Lett.*, 514 :L5–L8, 1999. astro-ph/9901290.

[108] Sylos Labini, F., N. L. Vasilyev, and Y. V. Baryshev. Breaking the self-averaging properties of spatial galaxy fluctuations in the Sloan Digital Sky Survey - Data release s ix. *Astron. and Astrophys.*, 508 :17–43, 2009. arXiv:0909.0132.

[109] Sylos Labini, F. Very large-scale correlations in the galaxy distribution. *EPL (Europhysics Letters)*, 96 :59001, 2011. arXiv:1110.4041.

[110] Ntelis, P., J.-C. Hamilton, E. Burtin, et al. Exploring cosmic homogeneity with the BOSS DR12 Galaxy sample. *to be published*, 2016.

[111] Castagnoli, C. and A. Provenzale. From small-scale fractality to large-scale homogeneity - A family of cascading models for the distribution of galaxies. *Astron. and Astrophys.*, 246 :634–643, 1991.

[112] Bacon, D. J., A. N. Taylor, M. L. Brown, et al. Evolution of the dark matter distribution with three-dimensional weak lensing. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 363 :723–733, 2005. astro-ph/0403384.

[113] Blake, C., S. Joudaki, C. Heymans, et al. RCSLenS : testing gravitational physics through the cross-correlation of weak lensing and large-scale structure. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 456 :2806–2828, 2016. arXiv:1507.03086.

[114] Mustapha, N., C. Hellaby, and G. F. R. Ellis. Large-scale inhomogeneity versus source evolution - Can we distinguish them observationally ? *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 292 : 817, 1997. gr-qc/9808079.

[115] Stebbins, A. CMB Spectral Distortions from the Scattering of Temperature Anisotropies. *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2007. astro-ph/0703541.

[116] Caldwell, R. R. and A. Stebbins. A Test of the Copernican Principle. *Physical Review Letters*, 100 :191302, 2008. arXiv:0711.3459.

[117] Hoyle, B., R. Tojeiro, R. Jimenez, et al. Testing Homogeneity with Galaxy Star Formation Histories. *Astrophys. J. Lett.*, 762 :L9, 2013. arXiv:1209.6181.

[118] Zibin, J. P. and A. Moss. Nowhere to hide : closing in on cosmological homogeneity. *ArXiv e-prints*, 2014. arXiv:1409.3831.

[119] 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.

[120] Padmanabhan, N., X. Xu, D. J. Eisenstein, et al. A 2 per cent distance to z = 0.35 by reconstructing baryon acoustic oscillations - I. Methods and application to the Sloan Digital Sky Survey. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 427 :2132–2145, 2012. arXiv:1202.0090.

[121] Jones, D. H., M. A. Read, W. Saunders, et al. The 6dF Galaxy Survey : final redshift release (DR3) and southern large-scale structures. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 399 : 683–698, 2009. arXiv:0903.5451.

[122] Blake, C., T. Davis, G. B. Poole, et al. The WiggleZ Dark Energy Survey : testing the cosmological model with baryon acoustic oscillations at z= 0.6. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 415 :2892–2909, 2011. arXiv:1105.2862.

[123] Delubac, T., J. E. Bautista, N. G. Busca, et al. Baryon acoustic oscillations in the Lyα forest of BOSS DR11 quasars. *Astron. and Astrophys.*, 574 :A59, 2015. arXiv:1404.1801.

[124] 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.

[125] Efstathiou, G. H_0 revisited. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 440 :1138–1152, 2014. arXiv:1311.3461.

[126] Yèche, C., A. Ealet, A. Réfrégier, et al. Prospects for dark energy evolution : a frequentist multi-probe approach. *Astron. and Astrophys.*, 448 :831–842, 2006. astro-ph/0507170.

[127] James, F. MINUIT Function Minimization and Error Analysis : Reference Manual Version 94.1. 1994.

[128] Schlegel, D., I. Sloan Digital Sky Survey-eBOSS Collaboration, and Dark Energy Spectroscopic Survey (DESI) Collaboration. Next-Generation Baryon Acoustic Oscillations with eBOSS and DESI. In *APS April Meeting Abstracts*, 2015.

université PARIS-SACLAY | ÉCOLE DOCTORALE PHENIICS

L'univers aux grandes échelles : études de l'homogénéité cosmique et de l'énergie noire à partir des relevés de quasars BOSS et eBOSS

Résumé : Ce travail de thèse se sépare en deux volets. Le premier volet concerne l'étude de l'homogénéité de l'univers, et le second une mesure de l'échelle BAO, qui constitue une règle standard permettant de mesurer l'évolution du taux d'expansion de l'univers. Ces deux analyses reposent sur l'étude de la structuration (ou *clustering*) des quasars des relevés BOSS et eBOSS, qui couvrent la gamme en *redshift* $0,9 < z < 2,8$. Les mesures des observables caractérisant la structuration de l'univers aux grandes échelles sont très sensibles aux effets systématiques, nous avons donc étudiés ces effets en profondeur. Nous avons mis en évidence que les sélections de cibles quasars BOSS et eBOSS ne sont pas parfaitement homogènes, et corrigé cet effet. Au final, la mesure de la fonction de corrélation des quasars, $\xi(r)$, nous a permis de mesurer le *biais* des quasars b_Q sur la gamme en *redshift* $0,9 < z < 2,8$. Nous obtenons la mesure actuelle la plus précise du *biais*, $b_Q = 3,85 \pm 0,11$ dans la gamme $2,2 < z < 2,8$ pour le relevé BOSS, et $b_Q = 2,44 \pm 0,04$ dans la gamme $0,9 < z < 2,2$ pour le relevé eBOSS. Le Principe Cosmologique stipule que notre univers est isotrope et homogène à grande échelle. Il s'agit d'un des postulats de base de la cosmologie moderne. En étudiant la structuration à très grande échelle des quasars, nous avons prouvé l'isotropie spatiale de l'univers dans la gamme $0,9 < z < 2,8$, indépendamment de toute hypothèse et cosmologie fiducielle. L'isotropie spatiale stipule que l'univers est isotrope dans chaque couche de *redshift*. En la combinant au principe de Copernic, qui stipule que nous ne nous situons pas à une position particulière dans l'univers, permet de prouver que notre univers est homogène aux grandes échelles. Nous avons effectué une mesure de la dimension de corrélation fractale de l'univers, $D_2(r)$, en utilisant un nouvel estimateur, inspiré de l'estimateur de Landy-Szalay pour $\xi(r)$. En corrigeant notre estimateur du *biais* des quasars, nous avons mesuré $3 - \langle \widehat{D}_2^{\rm LS}(r) \rangle = (6,0 \pm 2,1) \times 10^{-5} (1\sigma)$ entre 250 h^{-1}Mpc et 1200 h^{-1}Mpc pour le relevé eBOSS, dans la gamme $0,9 < z < 2,2$. Pour le relevé BOSS, nous obtenons $3 - \langle \widehat{D}_2^{\rm LS}(r) \rangle = (3,9 \pm 2,1) \times 10^{-5} (1\sigma)$, dans la gamme $2,2 < z < 2,8$. De plus, nous montrons que le modèle ΛCDM décrit très bien la transition d'un régime structuré vers un régime homogène. D'autre part, nous avons mesuré la position du pic BAO dans les fonctions de corrélation des quasars BOSS et eBOSS, détecté à 2,5 σ dans les deux relevés. Si nous mesurons le paramètre α_{iso}, qui correspond au rapport entre la position du pic mesuré et la position prédite par une cosmologie fiducielle (en utilisant les paramètres Planck 2013), nous mesurons $\alpha_{iso} = 1,074^{+0,044}_{-0,045}$ pour le relevé BOSS, et $\alpha_{iso} = 1,009^{+0,038}_{-0,034}$ pour le relevé eBOSS. Ces mesures, combinées uniquement à la mesure locale de H_0, nous permettent de contraindre l'espace des paramètres de modèles au-delà du ΛCDM.

Mots-clefs : Structure à grande échelle, relevé spectroscopique, quasars, homogénéité cosmique, énergie noire, BAO

The universe on large scales : studies of cosmic homogeneity and dark energy with the BOSS et eBOSS quasar surveys

Abstract : This work consists in two parts. The first one is a study of cosmic homogeneity, and the second one a measurement of the BAO scale, which provides a standard ruler that allows for a direct measurement of the expansion rate of the universe. These two analyses rely on the study of quasar clustering in the BOSS and eBOSS quasar samples, which cover the redshift range $0.9 < z < 2.8$. On large scales, the measurement of statistical observables is very sensitive to systematic effects, so we deeply studied these effects. We found evidences that the target selections of BOSS and eBOSS quasars are not perfectly homogeneous, and we have corrected this effect. The measurement of the quasar correlation function, $\xi(r)$, provides the quasar bias in the redshift range $0.9 < z < 2.8$. We obtain the most precise measurement of the quasar bias at high redshift, $b_Q = 3.85 \pm 0.11$, in the range $2.2 < z < 2.8$ for the BOSS survey, and $b_Q = 2.44 \pm 0.04$ in the range $0.9 < z < 2.2$ for the eBOSS survey. The Cosmological Principle states that the universe is homogeneous and isotropic on large scales. It is one of the basic assumptions of modern cosmology. By studying quasar clustering on large scales, we have proved "spatial isotropy", i.e. the fact that the universe is isotropic in each redshift bins. This has been done in the range $0.9 < z < 2.8$ without any assumption or fiducial cosmology. If we combine spatial isotropy with the Copernican Principle, which states that we do not occupy a peculiar place in the universe, it is proved that the universe is homogeneous on large scales. We provide a measurement of the fractal correlation dimension of the universe, $D_2(r)$, which is 3 for an homogeneous distribution, and we used a new estimator inspired from the Landy-Szalay estimator for $\xi(r)$. If we correct our measurement for quasar bias, we obtain $3 - \langle \widehat{D}_2^{\rm LS}(r) \rangle = (6.0 \pm 2.1) \times 10^{-5} (1\sigma)$ between 250 h^{-1}Mpc and 1200 h^{-1}Mpc for eBOSS, in the range $0.9 < z < 2.2$. For BOSS, we obtain $3 - \langle \widehat{D}_2^{\rm LS}(r) \rangle = (3.9 \pm 2.1) \times 10^{-5} (1\sigma)$, in the range $2.2 < z < 2.8$. Moreover, we have shown that the ΛCDM model provide a very nice description of the transition from structures to homogeneity. We have also measured the position of the BAO peak in the BOSS and eBOSS quasar correlation functions, which yield a 2,5 σ detection in both surveys. If we measure the α_{iso} parameter, which corresponds to the ratio of the measured position of the peak to the predicted position in a fiducial cosmology (here Planck 2013), we measure $\alpha_{iso} = 1.074^{+0.044}_{-0.045}$ for BOSS, and $\alpha_{iso} = 1.009^{+0.038}_{-0.034}$ for eBOSS. These measurements, combined only with the local measurement of H_0, allows for constraints in parameter space for models beyond ΛCDM.

Keywords : Large scale structures, spectroscopic survey, quasars, cosmic homogeneity, dark energy, BAO

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France